# ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

## SERIE A
## METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND V, 4. (SCHLUSS-)HEFT
MIT 41 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 30. MÄRZ 1953)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1953

Arch. Met. Geoph. Biokl. A.

Serie A, Band V **Inhaltsverzeichnis** Heft 4

Seite

**Toperczer, M.** Zur Definition der Seismizität ..... 377

**Schaffhauser, J.** Untersuchungen über Quelle und Ausbreitung der atmosphärischen Unruhe. (Mit 17 Textabbildungen) ..... 386

**Schwarzl, S.** Die interdiurne Veränderlichkeit von Druck und Temperatur in Troposphäre und Stratosphäre. (Mit 7 Textabbildungen) ..... 411

**Frey, K.** Die Entwicklung des Süd- und des Nordföhns. (Mit 17 Textabbildungen) ..... 432

**Mayer, R.** Zur statistischen Mechanik der Lufthülle der Erde ..... 478

**Buchbesprechungen** ..... 490

Rooy, M. P. van, R. J. Venter und A. J. Drummond, Notos (F. Steinhauser). — Malone, Th. T., Compendium of Meteorology (F. Steinhauser). — Mitra, S. K., The Upper Atmosphere, 2. Aufl. (O. Burkard). — Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone: Nr. 38, Weickmann-Heft (F. Steinhauser). — Krauss-Meldau, Wetter- und Meereskunde für Seefahrer, 3. Aufl. von J. Krauss und W. Stein (F. Steinhauser). — Eugster, H. P., Beitrag zu einer Gefügeanalyse des Schnees (W. Mörikofer). — Union Géodésique et Géophysique Internationale. Assemblée Générale à Oslo, 1948 (F. Steinhauser). — Dobrin, M. B., Introduction to Geophysical Prospecting (F. Steinhauser). — Haalck, H., Lehrbuch der angewandten Geophysik, Teil I, 2. Aufl. (F. Steinhauser). — Coulomb, J., La constitution physique de la terre (M. Toperczer). — Réthly, A., A Kárpátmedencék földrengései, 455—1918 (M. Toperczer). — Hollmann, G., Zur Dynamik stationärer atmosphärischer Druckgebilde (H. Reuter).

Das

## „Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

**Serie A Meteorologie und Geophysik:** Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

**Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie:** Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 25—30 Bogen vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

*Fortsetzung auf der III. Umschlagseite*

550.340

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien.)

# Zur Definition der Seismizität.

Von

**M. Toperczer.**

**Zusammenfassung.** Nach kurzer historischer Übersicht wird eine von der Bebenenergie ausgehende absolute Definition der Seismizität vorgeschlagen, wobei die Bebenenergie durch die Magnitudo festgelegt werden soll. Da aber für früheres Material die Magnitudowerte nicht zur Verfügung stehen, wird auch als Relativmaß der Seismizität das Produkt aus Bebenstärke und Größe des Schüttergebietes empfohlen, das gute Invarianzeigenschaften hat und leicht für jedes Beben zu ermitteln ist. Schließlich werden noch Möglichkeiten zur objektiven Darstellung der Quellgebiete seismischer Energie, der Erschütterungshäufigkeit und der erdbebengefährdeten Räume angegeben.

**Summary.** Following a short historical survey an absolute definition of seismicity based on seismic energy is proposed, the seismic energy being determined by the magnitude. However, as the values of magnitude are not available for previous observations, it is suggested to use, as relative measure of seismicity, the product of intensity and extension of the earthquake region showing good invariance properties and easily calculable for any earthquake. At last some methods are discussed for representing objectively sources of seismic energy, frequency of earthquakes, and regions exposed to danger of earthquakes.

**Résumé.** Après un aperçu historique, on propose une définition absolue de la séismicité fondée sur l'énergie sismique qualifiée par sa magnitude. Puisque pour le matériel ancien la magnitude n'est pas connue, on propose également comme mesure relative de la séismicité le produit de la force d'ébranlement par l'étendue du domaine ébranlé; cette grandeur possède de bonnes propriétés d'invariance et elle se calcule aisément pour chaque séisme. Enfin on expose des moyens de représenter objectivement les domaines producteurs de l'énergie sismique, la fréquence d'ébranlement et les régions particulièrement menacées de secousses sismiques.

Obgleich die Seismizität zu den grundlegenden Begriffen der Seismik gehört und vor allem in der Erdbebengeographie notwendig ist, um die seismische Regsamkeit verschiedener Teile der Erde in objektiver Weise untereinander vergleichen zu können, fehlt es an einer einheitlichen und

klaren Definition dieses Begriffes. Es besteht sogar teilweise die Ansicht, daß ein exaktes Maß der Seismizität kaum angebbar sei, weil — kurz ausgedrückt — ein jedes Beben eigentlich ein Individuum ist.

Bevor nun hier ein neuer Vorschlag zur Definition der Seismizität gemacht wird, soll ganz kurz einiges aus der Entwicklungsgeschichte dieses Begriffs wiederholt werden. Ein oft verwendetes Bestimmungsstück zur Charakterisierung der Seismizität ist die Bebenhäufigkeit. Die zuerst von Montessus de Ballore [*1*] gegebene Definition der Seismizität berücksichtigt nur die Häufigkeit der Beben.

Ereignen sich auf einem Gebiet vom Flächeninhalt $F$ in $p$ Jahren $n$ Beben, so ist $i = n/p$ die mittlere Jahreshäufigkeit an Beben im Untersuchungsgebiet; somit entfallen auf die Flächeneinheit im Jahresdurchschnitt $i/F$ Beben. Montessus de Ballore verwendet nun

$$\sigma = \sqrt{F/i}$$

als Maß der Seismizität. $\sigma$ hat die Dimension einer Länge und bedeutet die Seite jenes Quadrats, in dem bei gleichmäßiger Verteilung gerade pro Jahr *ein* Beben auftreten würde, hat also eine recht anschauliche Bedeutung.

Die einzige charakteristische Größe, die hier zur Definition verwendet wird, ist die Bebenhäufigkeit $n$. Die Stärke des einzelnen seismischen Ereignisses wird dabei nicht berücksichtigt. Auf Grund dieser Definition der Seismizität können also nur dann vergleichbare Werte für verschiedene Gebiete sich ergeben, wenn Häufigkeit und Stärke annähernd proportional sind. In großen Zügen, für die Erde als Ganzes, mag es nun annähernd stimmen, daß die Großbebenherde auch in den Zonen größter seismischer Regsamkeit liegen, die Klein- und Mittelbebenherde hingegen in Gebieten geringer oder mittlerer Bebenhäufigkeit. Für feinere Untersuchungen reicht aber die Häufigkeit als einziges Charakteristikum der Seismizität nicht aus.

A. Sieberg [*2*] führte, um der erdbebengeographischen Beschreibung einwandfreiere Unterlagen zu geben, den Begriff des *seismischen Kraftfeldes* ein. Freilich ist im physikalischen Sinn ein Begriff erst dann als definiert anzusehen, wenn ein Verfahren angegeben wird, das in eindeutiger Weise die Zuordnung von Maßzahlen ermöglicht. Ein derartig eindeutiges Verfahren wird von Sieberg nicht angegeben, er begnügt sich, die Erdbebenherde in Klassen einzuteilen, die mit der Energieentfaltung der Herde in einem gewissen Zusammenhang stehen. Bei seiner Art der Materialverarbeitung wird jedenfalls nicht nur die Häufigkeit, sondern auch die Energieentfaltung einigermaßen berücksichtigt. In gewissem Sinn könnte man ihn sogar als den Antipoden Montessus de Ballores bezeichnen, da bei seiner Methode am wesentlichsten und bedeutungsvollsten die Klasse ist, in die sich ein Herd einordnen läßt, bzw. die Maximalstärken der Beben, ohne besondere Rücksichtsnahme auf die Häufigkeit derselben. Streng vergleichbare Werte kann aber die Methode von Sieberg auch nicht liefern; dazu ist sie zu subjektiv.

Für den Physiker ist es am nächstliegenden, zur Definition der Seismizität die von den Beben gelieferte *Energie* oder *Arbeitsmenge* heranzuziehen. Es wird bei dieser Definition ein alter, wohlbekannter und ganz klarer physikalischer Begriff verwendet, die Maßeinheit ist ebenso gegeben und das Problem verschiebt sich dabei auf die Frage, durch welche möglichst einfach zu beobachtenden und anzugebenden Größen die Energieentfaltung der Beben beschrieben werden kann.

Bei jedem seismischen Ereignis wird im Herd ein bestimmter Energiebetrag entbunden. Aber nicht diese „wahre" Energie ist das, was zu unserer Kenntnis gelangt, sondern nur ein gewisser Bruchteil der primär ausgelösten Energie, der hier als „Oberflächenenergie" bezeichnet werden soll. Nur diese Oberflächenenergie kann gemessen und in ihrer räumlichen Verteilung festgelegt werden.

Es bezeichne $E_i$ die wahre und $e_i$ die Oberflächenenergie, die zu einem bestimmten seismischen Ereignis gehört. Es gilt dann immer die Ungleichung:

$$e_i \leqq E_i. \tag{1}$$

Als Maß der Seismizität kann in ganz eindeutiger Weise die mittlere auf die entsprechend zu wählende Einheitsfläche entfallende Energiesumme gewählt werden. Bedeutet also $F$ wieder die Fläche des Beobachtungsgebietes und wurde über den genügend großen Zeitraum von $p$ Jahren beobachtet, so bedeute

$$S = \frac{\Sigma\, e_i}{F \cdot p} \tag{2}$$

die Seismizität des Untersuchungsgebietes.

Es handelt sich also nur darum, die Oberflächenenergie des einzelnen Bebens möglichst einfach zu messen bzw. anzugeben. Die wahre Energie $E_i$ bleibt unberücksichtigt, da nur $e_i$ der Messung zugänglich ist. Objekt der Physik ist aber nur das Wirkliche, also das Meßbare.

Liegen instrumentelle Beobachtungen der Erdbeben vor, so kann zur Messung der entfalteten Energie des Einzelbebens die „Magnitudo"-Skala von C. F. Richter [3] angewendet werden. Die Magnitudo $M$ hängt in folgender Weise mit der Energie zusammen:

$$1{,}8\, M = \log_{10}(e/e_0). \tag{3}$$

Dabei ist $e_0$ jene Minimalenergie eines Bebens, bei der gerade noch eine Aufzeichnung stattfindet. Nach „Eichung" dieser Formel (3) an einer Anzahl von Beben ergab sich $e_0 = 2 \cdot 10^{11}$ erg.

Durch die Magnitudo-Werte sind also lediglich durch entsprechende seismographische Aufzeichnungen die Energien $e_i$ aller Beben zu messen und festzulegen. Wieweit bei der praktischen Ausführung der Einfluß verschiedener Apparatetypen und verschiedener Untergrundverhältnisse sowie der Einfluß der Entfernung rechnerisch erfaßt werden und auf diese Art dann richtige Werte der Magnitudo und damit der Energie erhalten werden können, das soll hier zunächst außer Betracht bleiben. Hier handelt es sich nur um die logische Möglichkeit einer solchen Definition.

Aus (3) folgt also zur Definition der $e_i$ die Beziehung:

$$e_i = e_0 \cdot 10^{1{,}8\, M_i}. \tag{4}$$

Durch Messung von $M_i$ wird $e_i$ gefunden. Aus $e_i$ folgt nach (2) der Wert der Seismizität. Will man auf die geographische Verteilung näher eingehen, so muß man $S$ in Abhängigkeit vom Ort an der Erdoberfläche bilden, also die Flächendichte von $S$. Auf diese Frage wird später noch ausführlicher eingegangen werden.

So einwandfrei und klar definiert auch die auf der $M$-Skala aufgebauten $S$-Werte sind: praktisch ist der Nachteil vorhanden, daß der weitaus größte Teil des Materials an makroseismischen Beobachtungen nicht auf die $M$-Skala bezogen ist. Es handelt sich darum, zunächst eine Definition der Seismizität zu geben, in der jene Größen verwendet werden, die bei der makroseismischen Bearbeitung des Bebens gewonnen werden und jederzeit zur Verfügung stehen. Bezeichnet man die auf der Magnitudo aufgebauten $S$-Werte als die *absoluten*, da sie unmittelbar mit der Energie zusammenhängen, so sollen also daneben nun *relative* Werte der Seismizität definiert werden, die aber den Vorteil haben, auf das vorhandene Material leicht und rasch angewendet werden zu können. Schließlich wird es sich darum handeln, zwischen den beiden Wertesystemen eine Beziehung herzustellen, die es gestattet, die relativen Werte wenigstens näherungsweise in absolute zu verwandeln.

Die empirischen Bebenskalen sind auf den beobachtbaren mechanischen Wirkungen des Bebens an der Oberfläche aufgebaut. In erster Linie hängen diese von der Beschleunigung ab. Zwischen der *Intensität* oder dem *Stärkegrad* $J$ eines Bebens und der maximalen Beschleunigung $b$ des Bebens besteht die Beziehung:

$$\log b = \frac{1}{3}(J - 3{,}5) \tag{5}$$

das sogenannte Gesetz von Cancani. Auf dieser Zuordnung von Bebenstärke und Beschleunigung ist auch die vielfach verwendete *Mercalli-Sieberg-Skala* (M. S. S.) aufgebaut; ähnliche Zuordnungen lassen sich aber auch für die meisten anderen Bebenskalen geben.

Gleichung (5) ist eine *Definitionsgleichung*, durch die bestimmten Beschleunigungswerten Stärkegrade $J$ *zugeordnet* werden. Sie gilt nur hinsichtlich der Zahlenwerte, bedeutet aber nun nicht, daß $J$ die Dimension der Beschleunigung hat.

Jedem Stärkegrad entspricht, da er mittlere mechanische Wirkungen eines Bebens charakterisiert, auch ein entsprechendes Wertintervall der *Leistungsdichte* (Energiedichte/Zeiteinheit), von der das mechanische Arbeitsvermögen eines Bebens abhängt. Insofern entspricht einem Stärkegrad auch eine Intensität oder es können in ungenauer Ausdrucksweise die beiden Begriffe wechselweise verwendet werden.

Bei gleichem Energieaufwand $e$ können sich nun verschiedene Beben doch durch ihre Maximalintensität $J$ unterscheiden. Die Bebenstärke allein ist daher ungeeignet, die Energieverhältnisse der Beben festzulegen.

Es ist vielmehr noch ein weiteres Bestimmungsstück nötig. Man könnte nun daran denken, dazu die maximale Bodenamplitude zu verwenden, weil Kraft mal Weg = Arbeit ist. Die Kraft (bezogen auf die Masseneinheit) entspricht der Beschleunigung, der Weg ist gegeben durch die Elongation eines Bodenteilchens aus seiner Ruhelage.

Bodenamplituden stehen uns beobachtungsmäßig kaum zur Verfügung. Aber selbst wenn sie von einigen Beobachtungsstellen bekannt wären, unterlägen sie doch noch in viel höherem Maße verschiedenen Zufälligkeiten als die Intensität $J$, die z. B. nur dann ganz richtig erhalten wird, wenn das Epizentrum mit einer besiedelten Stelle der Erdoberfläche übereinstimmt. Solche „zufälligen" Maßwerte können aber ein Beben im physikalischen Sinn nicht charakterisieren.

Da aber der Stärkegrad eines Bebens doch mit einem gewissen Sicherheitsgrad bestimmt werden kann, empfiehlt es sich, als das zweite Bestimmungsstück die *Ausdehnung* (Flächengröße) *des Schüttergebietes* zu nehmen, das ebenfalls auf Grund der makroseismischen Meldungen mit einem — wenigstens in Kulturgebieten — hinreichenden Grad von Sicherheit bestimmt werden kann.

Durch die beiden Bestimmungsstücke: *Stärkegrad* und *Größe des Schüttergebietes* ist die einem Beben entsprechende Energie $e$ festgelegt.

Nach dem Gesetz von Lasaulx kann man das Produkt der beiden vorgenannten Größen als Maß der Bebenenergie verwenden. Denn $J$, die Epizentralstärke des Bebens, und $F_j$, das Schüttergebiet, begrenzt durch die dem Stärkegrad $j$ entsprechende Isoseiste, sind näherungsweise umgekehrt proportional. Es soll gleich hier angemerkt werden, daß die hier angestellten Überlegungen nur im *statistischen Durchschnitt* erfüllt zu sein brauchen, da sich die Seismizität eines Gebietes nur aus einer größeren Zahl von Beben verteilt über einen längeren Beobachtungszeitraum erschließen läßt.

Nach der Gassmannschen Formel:

$$\log\left\{\left(\frac{R_j}{h}\right)^2 + 1\right\} = \frac{2}{3}(J - j) \tag{6}$$

wächst der Radius der Grenzisoseiste $j$ mit der Herdtiefe $h$ bzw. die Fläche des Schüttergebietes mit $h^2$, wenn $J = \text{const.}$ ist. Anderseits ist — gleiche Energieentfaltung im Hypozentrum vorausgesetzt — die Intensität $J$ im Epizentrum umgekehrt proportional $h^2$.

Das Produkt $J \cdot F_j$ ist also weitgehend invariant gegenüber Unterschieden der Herdtiefe und auch gegen gewisse Unregelmäßigkeiten in den obersten Schichten. Das gilt aber nicht vom einzelnen Faktor. Es ist auch proportional der Bebenenergie. Eine darauf aufgebaute Energieskala hat nur den einen Nachteil, daß sie nicht linear ist und daß die Umrechnungsmöglichkeit in andere Skalen zunächst noch unbestimmt bleibt.

Da der eine Faktor, die Intensität $J$, in diskreten Stufenwerten angegeben wird, die bezüglich des Bestimmungsmerkmals, der Beschleunigung eine geometrische Reihe bilden, ist es naheliegend, auch für die Größe des Schüttergebietes eine ähnliche Stufenskala einzuführen.

Als Grenzisoseiste wird man wegen des immer vorhandenen Störspiegels und weil die ersten beiden Stärkegrade der M. S. S. sich nur mikroseismisch genügend genau feststellen ließen, wohl $j = 3{,}0$ ansetzen müssen. Bei der Festsetzung der Stufenskala für $F$ wird man wegen der logarithmischen Beziehung (6) die Stufen exponentiell zunehmen lassen und sich, wie es einer empirischen Skala entspricht, auf verhältnismäßig wenige Stufen beschränken, um die Beben auch bei nur ungefähr bekannter Größe von $F$ doch noch richtig einordnen zu können. Als Ausgangsvorstellung für die Herstellung dieser $F$-Skala kann man als Modell punktförmige Herde konstanter Tiefe und homogenes Medium verwenden und unter dieser Annahme die Vergrößerung der Fläche betrachten, wenn die Herdenergie $E$, $2\,E$, ... beträgt. Auf diese Frage soll aber hier, wo es sich nur um das Prinzipielle der vorgeschlagenen Methode handelt, nicht näher eingegangen werden.

Tatsächlich sind natürlich die Verhältnisse der Energieausbreitung von der Tiefe nach der Oberfläche viel verwickelter. Die Formel von GASSMANN kann nur Näherungswerte für die Herdtiefe $h$ liefern, nicht nur wegen des Einflusses der Extinktion, sondern auch weil die Bebenstrahlen nicht, wie vorausgesetzt, geradlinig sondern, von der Erdoberfläche aus gesehen, konkav gekrümmt sind. Dadurch wird die Fläche des Schüttergebietes mit abnehmendem $j$ gegenüber dem theoretischen $F_j$ verkleinert. $J$ selbst wird — abgesehen von der Wirkung der Absorption — dadurch nicht betroffen, weil der senkrecht nach oben führende Strahl nicht abgelenkt wird.

Das Produkt $J \cdot F_j$ gestattet, die energetische Wirksamkeit eines Bebens annähernd durch eine einzige Zahl anzugeben, und definiert eine empirische Relativskala für die Seismizität. Ihr Vorteil liegt in ihrer Einfachheit und in dem Umstand, daß für die meisten Beben der letzten Dezennien die zwei erforderlichen Zahlenangaben meist verfügbar sein werden, das einzelne Beben sich daher leicht und ohne großen Arbeitsaufwand in eine solche Charakteristik einordnen läßt.

Der Nachteil der Relativangabe kann beseitigt werden, wenn es gelingt, eine Beziehung zu einer Absolutskala, etwa zu der auf die Magnitudo begründeten $S$-Skala, herzustellen. Diesbezüglich sei auf die Überlegungen von B. GUTENBERG und C. F. RICHTER [4] verwiesen.

Bezeichnet also $J$ die Maximalintensität eines Bebens und ist $f_j$ die zugehörige Fläche seines Schüttergebietes, ausgedrückt durch die zugehörige Klassenzahl, so ist die seismische Wirksamkeit $w$ gegeben durch:

$$w = J \cdot f_j. \tag{7}$$

Ereignen sich nun innerhalb eines bestimmten Untersuchungsgebietes $F$ (Flächeninhalt) in $p$ Jahren $n$ Beben, so sei als relative Seismizität dieses Gebietes die Zahl $s$ definiert durch:

$$s = \frac{\sum_1^n w}{F \cdot p}. \tag{8}$$

Die durchschnittliche Wirksamkeit eines Bebens $\overline{w}$ ist gegeben durch:

$$\overline{w} = \frac{\sum_1^n w}{n}, \tag{9}$$

die durchschnittliche Häufigkeit $N$ ist:

$$N = \frac{n}{p}. \tag{10}$$

Durch die Zahlenangaben $s$, $\overline{w}$ und $N$ ist der seismische Charakter einer bestimmten Region hinreichend gekennzeichnet. Aus ihnen folgt z. B. ohne weiters, ob eine bestimmte Energiesumme seismischer Aktivität durch viele kleine oder durch einige wenige starke Beben zustande gekommen ist.

Es sind schließlich noch einige Bemerkungen zur Darstellung der räumlichen Verteilung der Seismizität zu machen. Man kann mit Hilfe eines vergleichbaren und einheitlichen Maßes der Seismizität die *Quellgebiete seismischer Energie* nach Lage und Ergiebigkeit darstellen. Für andere Zwecke ist die Darstellung der *Erschütterungshäufigkeit* und *Erschütterungsstärke* vorzuziehen. Für technische Zwecke ist dann schließlich die Abgrenzung *erdbebengefährdeter* und daher technisch besonders zu behandelnder Gebiete wichtig.

Vom Standpunkt der reinen Geophysik ist die Frage nach den Quellgebieten seismischer Energie und ein zahlenmäßiger Vergleich ihrer Ergiebigkeiten untereinander in erster Linie von Bedeutung. Denn durch ihre Beantwortung erhalten wir Aufschluß über die grundlegende Frage der Seismotektonik eines Gebietes, welche Zonen seismisch tatsächlich tätig sind und in welchem Ausmaß dies der Fall ist. Die Antwort auf diese Frage gibt die *Flächendichte* der Seismizität.

Die Flächendichte $s_{ik}$ der Seismizität erhält man, indem zunächst das Untersuchungsgebiet $F$ in eine hinreichende Zahl gleicher Elementarflächen $f_{ik}$ zerlegt wird. Für die innerhalb einer Zelle $f_{ik}$ liegenden Herde wird nun die Seismizität $s_{ik}$ gebildet und dieser Zelle auch räumlich zugeordnet. Bei hinreichend kleiner Zellenfläche — ihre Größe hängt wieder von der Herddichte ab; bei der Bearbeitung der österreichischen Beben wurden die sphärischen Rechtecke $f_{ik}$ mit Seitenlängen von je 0,2° in Breite und Länge festgelegt — geben dann die eingetragenen Zahlenwerte $s_{ik}$ die räumliche Verteilung und Ergiebigkeit der *Quellgebiete seismischer Energie*, der seismisch aktiven Gebiete an. Gebiete, die lediglich erschüttert wurden, aber keine Herde enthalten, erscheinen bei dieser Art der Darstellung als „aseismisch".

Die *Erschütterungshäufigkeit* eines bestimmten Gebietes erhält man nach dem Verfahren von H. Renqvist [5]. Die Zelleneinteilung des Untersuchungsgebietes wird beibehalten. Es wird aber jetzt ermittelt, wie oft innerhalb des Untersuchungszeitraumes die Eckpunkte $A_{ik}$ von einer Erschütterung betroffen wurden. Man erhält so die zugeordneten Zahlenwerte der $n_{ik}$, die die Erschütterungshäufigkeit darstellen. Man kann überdies auch für jeden Eckpunkt $A_{ik}$ die $\Sigma j_{ik}$ bilden, wodurch

noch die Intensität jeder einzelnen Erschütterung berücksichtigt wird. Auf diese Weise erhält man die Verteilung der *Erschütterungsstärke*. Bei großen Zeiträumen und ungleich langen Beobachtungsreihen — wenn diese im einzelnen nur hinlänglich lang sind — empfiehlt sich noch die Reduktion auf gleichlange Zeiten, etwa durch Division durch $p$ auf das Jahr.

Selbstverständlich kann man ebenso die auf die $M$-Skala begründeten $S$-Werte in gleicher Weise zur Ableitung von $S_{ik}$-Werten, also zur Ableitung der Flächendichte der Seismizität heranziehen, wie es oben für die $s_{ik}$ angegeben wurde. Wesentlich für die Anwendbarkeit aller dieser hier kurz skizzierten Begriffe ist nur, daß sie einheitlich angewendet werden, weil sonst die „unphysikalischen" Landesgrenzen künstliche Unstetigkeiten erzeugen bzw. eine Darstellung des Verlaufes der Seismizität in der Nähe von Landesgrenzen unsicher oder unmöglich machen.

Die *Erdbebengefährdung* kann man als die Wahrscheinlichkeit a posteriori definieren, daß in einem bestimmten Gebiet innerhalb eines bestimmten Zeitraumes ein schadenbringendes Beben auftreten kann. Da Angaben über sie hauptsächlich für technische Zwecke, z. B. für Bauberatung und Planung, notwendig sind, müssen bei dieser Aussage auch technische Belange berücksichtigt werden.

Ein noch so schweres Beben, das in einem bestimmten Gebiet als ganz einzelnes Ereignis ohne Nachfolger aufgetreten ist, wird man bei der Bestimmung erdbebengefährdeter Räume außer acht lassen. Es wäre unwirtschaftlich, heute noch aus diesem Grund in der betreffenden Gegend eine besonders erdbebensichere Bauweise vorschreiben zu wollen. Nur habituelle Stoßgebiete, in denen auch in der Gegenwart noch schadenbringende Beben aufgetreten sind, kann man als erdbebengefährdet ansehen. Den durchschnittlichen zeitlichen Abstand schadenbringender Beben im gleichen Gebiet (Elementarzelle) wird man wohl mit mindestens 20 bis 25 Jahren nach oben begrenzen müssen, um das wirtschaftliche Moment, das in der Amortisation technischer Einrichtungen und Vorkehrungen — kurz ausgedrückt — begründet ist, entsprechend zu berücksichtigen. Als erdbebengefährdet sind demnach nur jene Gebiete zu bezeichnen und auf Grund der seismischen Erfahrung entsprechend abzugrenzen, für die die Möglichkeit besteht, daß sich innerhalb einer bestimmten Zeit (Amortisationsfrist) mindestens ein schadenbringendes Beben ereignen kann. Zweckmäßigerweise wird man dabei auch die bisher dort beobachteten Maximalstärken der Beben angeben. Dabei sind die entsprechenden Zeiträume nach dem vorliegenden technischen Problem entsprechend zu wählen. Für den Wohnhausbau werden andere Zeiträume für die Amortisation in Frage kommen als bei Wasserkraftwerken, die eine viel längere Lebensdauer haben müssen.

Nach dem Material eines geordneten Bebenkatalogs lassen sich die erdbebengefährdeten Gebiete leicht kartenmäßig darstellen. Dabei kann man natürlich in der Abgrenzung keine übertriebene Genauigkeit anstreben, da man bei der Festlegung der bebengefährdeten Gebiete ja auf zeitlich weit zurückliegendes Material zurückgreifen muß, das lange

nicht so vollständig und zuverlässig ist als die Ergebnisse eines makroseismischen Dienstes. Aber ein jedes makroseismische Material wird auch um so zufälliger, je mehr man auf den Einzelfall einzugehen gezwungen ist. Denn dieser hängt in seiner Erfaßbarkeit ab von der Besiedlungsverteilung und Besiedlungsdichte. Die Intensitäten werden aus Wirkungen erschlossen, auf die die Konstruktion und der Bauzustand der Häuser, die Untergrundfaktoren im engeren und weiteren Sinn von bedeutendem Einfluß waren.

Die hier dargelegten und noch unvollkommenen Ausführungen versuchen eine Reihe von Begriffen auseinander zu halten und klar zu machen, die bisher unter dem unklaren und zum Teil gar nicht definierten Begriff der Seismizität teilweise vereinigt waren. Ein Teil dieser Begriffe ist bei der Bearbeitung des makroseismischen Materials von Österreich [*6*], wenn auch in zahlenmäßig etwas anderer Form, angewendet worden. Sehr wünschenswert wäre es, wenn es gelänge, durch Vergrößerung der Zahl und Verbesserung der Ausrüstung mikroseismischer Stationen die Klassifizierung aller Beben nach rein energetischem Maß zu erreichen und damit eine ganz einheitliche, überall anwendbare und streng vergleichbare Darstellung der Seismizität zu ermöglichen.

### Literaturverzeichnis.

*1.* Montessus de Ballore, F. de: Gerl. Beitr. z. Geoph. **4**, 344 (1900).
*2.* Sieberg, A.: Handb. d. Geoph. Bd. 4, p. 686 f.
*3.* Richter, C. F.: Bull. Seis. Soc. Am. **25**, 1 (1935).
*4.* Gutenberg, B. and C. F. Richter: Bull. Seis. Soc. Am. **32**, 163 (1942).
*5.* Renqvist, H.: Z. f. Geoph. **4**, 348 (1928).
*6.* Toperczer, M. und E. Trapp: Akad. Wiss. Wien, Mitt. Erdb.-Komm., Neue Folge Nr. 65, 1950.

551.541: 551.543.3

(Physikalisches Institut der Universität Fribourg, Schweiz.)

# Untersuchungen über Quelle und Ausbreitung der atmosphärischen Unruhe.

Von

**J. Schaffhauser.**

Mit 17 Textabbildungen.

**Zusammenfassung.** Es wird die Herkunftsrichtung und Ausbreitungsgeschwindigkeit kurzperiodischer Luftdruckwellen mit Periodendauern von wenigen Sekunden und Amplituden von $10^{-4}$ bis $10^{-3}$ mm Hg untersucht. Zu diesem Zwecke wurden an drei zirka 800 m voneinander entfernten Punkten empfindliche Variographen aufgestellt und deren Meßwerte drahtlos an eine zentrale Registrierstation übertragen und registriert. Die gefundene Herkunftsrichtung der Luftdruckwellen weist vorwiegend nach NW, während die Ausbreitungsgeschwindigkeit zeitweise höher als Schallgeschwindigkeit ist. Ein Vergleich mit der jeweils herrschenden Wetterlage führt auf Beziehungen zwischen der gefundenen Herkunftsrichtung und dem Auftreten von Tiefdruckgebieten über dem Atlantik. Mögliche Ursachen sowie die Ausbreitung solcher Druckwellen in der Atmosphäre werden diskutiert.

**Summary.** There is investigated the direction of approach and the velocity of propagation of pressure waves of periods of a few seconds and amplitudes of $10^{-4}$ to $10^{-3}$ mm Hg. For this purpose three sensible variographs have been mounted at places distant ca. 800 m from each other; their indications were transmitted by wireless to a central station and recorded here. The direction of approach of the pressure waves was predominantly from NW, whereas the velocity of propagation temporarily is higher than the velocity of sound. Comparing the weather situation for the time there is a relation between the direction of approach and the appearence of low pressure areas on the Atlantic Ocean. Possible causes and the propagation of the pressure waves in the atmosphere are discussed.

**Résumé.** L'étude porte sur la direction d'ou proviennent les ondes de pression dont la période est de quelques secondes et l'amplitude comprise entre $10^{-4}$ et $10^{-3}$ mm, ainsi que sur leur vitesse de propagation. On a placé dans ce but en des points distants d'environ 800 m trois variographes sensibles dont les mesures étaient transmises par radio à une station centrale ou elles étaient enregistrées. L'azimut d'origine est essentiellement le Nord-Ouest;

la vitesse de propagation était parfois supérieure à celle du son. Il existe une relation entre l'azimut d'origine et l'apparition de domaines dépressionnaires sur l'Atlantique. On examine enfin les causes possibles de ces ondes ainsi que leur propagation dans l'atmosphère.

## I. Einleitung.

Die Untersuchung der Feinstruktur des Luftdruckes — die im Laufe der Zeit mit immer empfindlicheren und verfeinerten Methoden erfolgte — führte zum Nachweis von sehr kleinen Druckschwankungen von quasiperiodischem Charakter. Diese Schwankungen scheinen fast unabhängig von der Wetterlage dauernd vorhanden zu sein, auch bei völliger Windstille. Sie wurden sowohl von Baird und Banwell (1940) in Neuseeland als auch von Gutenberg und Benioff (1940) in USA und von Saxer (1945) in Fribourg nachgewiesen [*1*, *2*, *3*, *4*, *5*]. Die Amplituden dieser Schwankungen betragen im Winter zirka $10^{-4}$ bis $10^{-3}$ mm Hg bei Periodendauer von zirka 4 bis 8 sec. Nach dem übereinstimmenden Ergebnis der genannten Autoren sind die Amplituden im Winter besonders groß und nehmen im April bis Mai sehr stark ab. Im Sommer sind sie fast unmeßbar klein und nehmen erst im September wieder zu. Das Bild der Schwankungen zeigt eine große Ähnlichkeit mit der in der Geophysik bekannten Erscheinung der natürlichen Bodenunruhe oder Mikroseismik. Es wird deshalb von den meisten Autoren eine ähnliche Entstehungsursache vermutet.

Im Anschluß an die Messungen von Saxer wurden im hiesigen Institut zwei Teilprobleme in Angriff genommen, nämlich Parallelregistrierungen von Luftdruckschwankungen und Mikroseismik und die Messung der Herkunftsrichtung und Ausbreitungsgeschwindigkeit der Luftdruckwellen. Die Meßergebnisse dieses zweiten Teilproblems sollen nun im folgenden mitgeteilt werden.

## II. Die Meßmethode.

Die von Saxer [*5*] gebaute Druckdose stellt im Prinzip einen Kondensator dar, dessen Kapazitätswert infolge der Durchbiegung der Membran im Takte der auftretenden Luftdruckwelle schwankt. Legt man nun diese Kapazität parallel zu der Schwingkreiskapazität eines Hochfrequenzsenders, so wird durch die Kapazitäts-Variation eine Frequenzmodulation des betreffenden Senders bewirkt, d. h. die auftreffende Luftdruckwelle erzeugt eine proportionale Frequenzmodulation des Senders. Es wird nun je eine solche Druckdose mit dem dazugehörigen Sender an den drei Ecken eines Dreiecks aufgestellt. Jede der ausgestrahlten frequenzmodulierten Wellen wird in einer Registrierstation, die sich im Institut befindet, aufgefangen und gleichzeitig mit einem Sender konstanter Frequenz (Ortssender) überlagert. Die beim Mischvorgang entstehende Differenzfrequenz liegt im Tonbereich zwischen zirka 100 und 2000 Hz. Diese Tonfrequenz schwankt also ebenfalls im Rhythmus der am Sendeort auftreffenden Luftdruckwelle und wird nun einem Diskriminator zu-

geführt, welcher eine der Tonhöhe entsprechende Gleichspannung am Ausgang liefert. Es sind also in der Registrierstation, entsprechend den drei Außensendern, drei Empfangskanäle vorhanden, von denen jeder aus Empfänger, Ortssender und Diskriminator besteht. Die vom Diskriminator gelieferte Gleichspannung wird verstärkt einer Kathodenstrahlröhre zugeführt und photographisch registriert. Um nun alle drei Vorgänge gleichzeitig mit einer gewöhnlichen Einstrahlröhre registrieren zu können, werden die Ausgangsspannungen der drei Diskriminatoren zuerst einem zu diesem Zweck im Institut entwickelten Vierfach-Elektronenschalter zugeführt. Der vierte Eingang des Elektronenschalters ist mit einem Zeitmarkierungsgerät verbunden. Der Ausgang des Elektronenschalters führt zur Horizontalablenkung der Kathodenstrahlröhre.

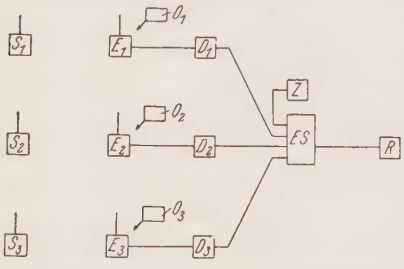



Abb. 1. Blockschema. Bezeichnungen: *Si* Fernsender mit Druckdose, *Ei* Empfänger, *Oi* Ortssender, *Di* Diskriminator, *Z* Zeitmarkierungsgerät, *ES* Elektronenschalter, *R* Registriergerät.

Dieser Elektronenschalter gibt nun abwechslungsweise die drei Meßspannungen und die Zeitmarkierungsspannung auf die Braunsche Röhre. Gleichzeitig findet auch noch eine Verstärkung des Signals statt. Da die Umschaltfrequenz verhältnismäßig hoch ist (Netzfrequenz = = 50 Hz), so sieht das Auge auf der Braunschen Röhre vier flimmerfreie Punkte. Das Bild auf der Braunschen Röhre wird optisch auf den Spalt einer Kasette abgebildet, an dem das Registrierpapier mit einer Geschwindigkeit von zirka 1 mm pro Sekunde vorbeigeführt wird. Das Blockschema der ganzen Anordnung ist in Abb. 1 wiedergegeben.

## III. Die Apparatur.

### a) Die Druckdose.

Die druckempfindliche Dose ist, abgesehen von unwesentlichen Änderungen, identisch mit der von SAXER [5] angegebenen Konstruktion. Abb. 2 zeigt einen Querschnitt durch die eingebaute Dose. Die Dose selbst ist durch eine Glasglocke geschützt, die von einem Holzkasten umgeben ist.

Der Zwischenraum zwischen Glasglocke und Holzkasten ist zur Wärmeisolation mit Watte ausgefüllt. Vermittels eines aus dem Boden ragenden Knopfes $V$ kann der Abstand der Gegenelektrode von der Membran verändert werden, damit die Empfindlichkeit den Umständen angepaßt werden kann. Der Innenraum der Glasglocke ist durch ein Glasrohr $L$ mit der Außenluft verbunden. Dieses Rohr stellt für die eintretenden Luftdruckschwankungen einen Widerstand dar, der die Empfindlichkeit für hohe Frequenzen herabsetzt. Die Wirkung ist in Abb. 3 mit Hilfe des elektrischen Ersatzschaltbildes dargestellt [7].

Hierin bedeuten: $R_1$ Ersatzwiderstand für das eben erwähnte Glasrohr, $C_1$ Ersatzkapazität für den Innenraum der Glasglocke. $R_2$ ent-

spricht der Ausgleichskapillare $K$ und $C_2$ dem Volumen der Druckdose. Bei gegebenen Kapazitäten, d. h. Volumina, sind also $R_1$ und $R_2$ maßgebend für die Form der Frequenzkurve, die also in weiten Grenzen gewählt werden kann. Dabei bewirkt $R_1$ einen Abfall der Frequenzkurve bei höheren Frequenzen und $R_2$ einen solchen bei tiefen Frequenzen. Als Frequenzkurve werde dabei die Darstellung der relativen Frequenzänderung des Fernsenders als Funktion der Frequenz der Luftdruckschwankung bezeichnet oder, was praktisch dasselbe ist, die relative Amplitude auf dem Registrierstreifen als Funktion der Frequenz.

Bei höheren Frequenzen könnte noch ein Einfluß auftreten, der durch die Eigenresonanz der Membran bedingt ist, welche bei dieser Konstruktion ziemlich tief ist, doch liegt diese immer noch oberhalb des für die Messung wichtigen Frequenzintervalls.

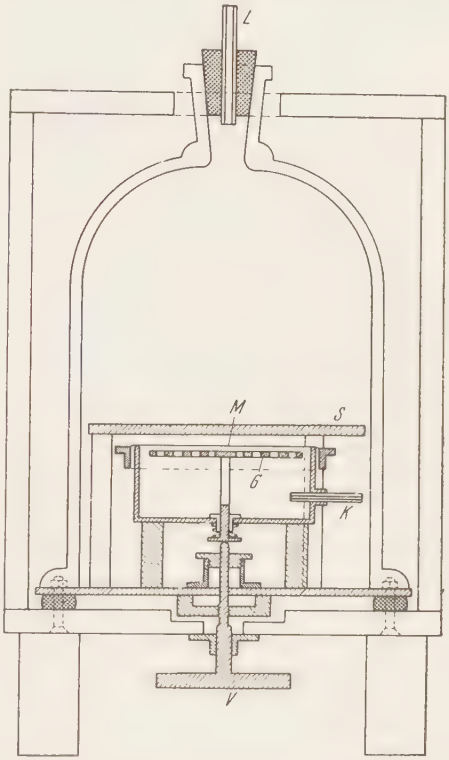



Abb. 2. Druckdose. Bezeichnungen: $M$ Membran, $S$ Schutzplatte, $G$ Gegenelektrode, $B$ Stopfbüchse, $V$ Verstellschraube, $K$ Kapillare.

### b) Der Fernsender.

Die nächste Abb. 4 zeigt das Schaltschema des Fernsenders. Dieser ist in üblicher Weise aufgebaut aus Steuersender, Trennstufe und Endstufe. Für den Steuersender fand eine Schaltung nach R. Létienne [6] Anwendung, die besonders frequenzkonstant sein soll. Das erste System 6 SC 7 wird dabei als Schwingröhre benutzt, während das zweite System für die Rückkopplung benötigt wird. Das Gitter der Schwingröhre ist durch ein abgeschirmtes Polystyrene-Kabel mit der Druckdose verbunden.

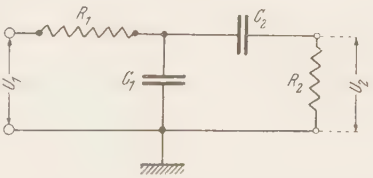



Abb. 3. Ersatzschaltbild der Druckdose.

In der Trennstufe (6SJ7) findet gleichzeitig eine Verstärkung und eine Frequenzverdopplung statt, um die notwendige Rückwirkungsfreiheit zu sichern. Die Endstufe (zweite 6SJ7) arbeitet im B-Betrieb mit kleinem Anodenruhestrom. Die abgegebene Hochfrequenzleistung ist

ungefähr 1 Watt. Jede Stufe ist gesondert durch einen Aluminiumkasten abgeschirmt. Die Stromversorgung erfolgt durch Trockenbatterien bzw. Akkumulatoren für die Heizung der Röhren.

### c) Empfänger und Ortssender.

Als Empfänger werden handelsübliche „Hochfrequenzblocks" verwendet. Diese enthalten Mischstufe, Zwischenfrequenzverstärker, Demodulator und Niederfrequenz-Verstärker in bekannter Schaltung. Es hat sich ferner als zweckmäßig erwiesen, eine Rahmenantenne zu benutzen.

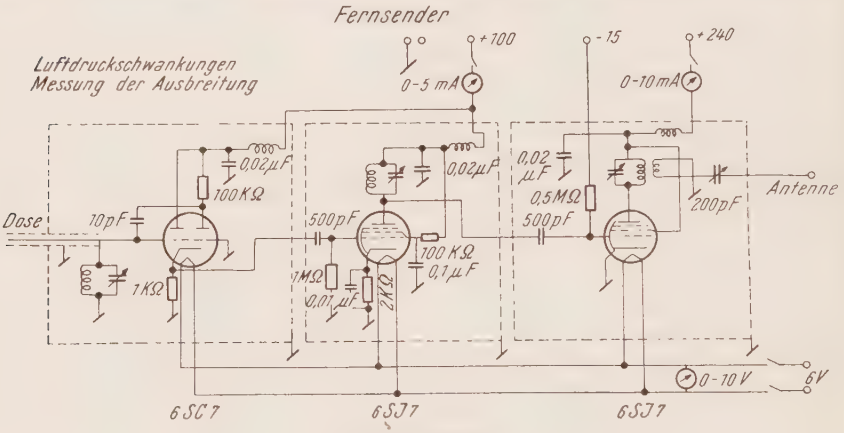



Abb. 4. Fernsender.

welche es ermöglicht, vermöge ihrer Richtwirkung Störsender bis zu einem gewissen Grade zu eliminieren. Mit Hilfe eines Ankopplungsgerätes üblicher Schaltung wird diese an den Empfänger angeschlossen.

Der Ortssender ist unter Verwendung der bereits erwähnten Schaltung von R. LÉTIENNE aufgebaut. Vorsatzgeräte und Empfänger werden zusammen mit den Ortssendern aus einem stabilisierten Netzgerät gespiesen.

### d) Diskriminator.

Dieses Gerät hat die Aufgabe, die ankommende frequenzmodulierte Schwingung in eine amplitudenmodulierte Schwingung umzuwandeln, d. h. die am Ausgang des Diskriminators auftretende Spannung ist eine Funktion der auf den Eingang gegebenen Frequenz. Dabei soll die Größe der Ausgangsspannung möglichst linear mit der Eingangsfrequenz zunehmen.

Im vorliegenden Fall wurde die Philips Phasenmeßröhre EQ 80 für die Umformung verwendet. Diese Röhre hat die Eigenschaft, daß, wenn an den Gittern *3 und 5* zwei phasenverschobene Spannungen gleicher Frequenz liegen, der durch die Röhre fließende Strom und damit der am Anodenwiderstand auftretende Spannungsabfall eine Funktion der Phasenverschiebung dieser Spannungen ist.

Die Wirkungsweise des Diskriminators ist nun die folgende (Abb. 5). Es werden an Kathode und Anode einer Röhre (2. System der 6SL7) zwei um 180° phasenverschobene Spannungen abgenommen und einem Phasenschieber (0,001 $\mu$F und 100 k$\Omega$) zugeführt. Betrachtet man nun die am Kondensator auftretenden Teilspannungen, so erkennt man, daß die Phasenverschiebung dieser Spannungen eine Funktion der Frequenz ist. Werden diese beiden Spannungen nun den oben erwähnten Gittern der

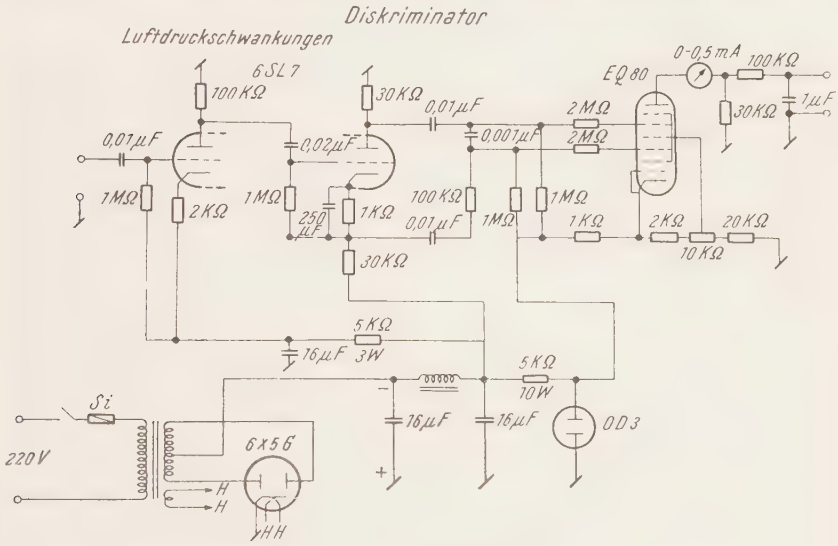



Abb. 5. Diskriminator.

EQ 80 zugeführt, so wird also die Ausgangsspannung eine Funktion der Eingangsfrequenz.

Die den beiden Gittern der Phasenmeßröhre zugeführten Spannungen müssen ziemlich groß sein (zirka 30 Volt), damit die Ausgangsspannung nicht mehr von der Amplitude der zu messenden Frequenz abhängt. Es ist deshalb noch ein Vorverstärker eingebaut (1. System der 6SL7). Eine vollkommene Amplitudenunabhängigkeit ließ sich allerdings nicht erreichen. Bei zunehmender Eingangsspannung nimmt die Amplitudenabhängigkeit sogar wieder zu. Dies hat seinen Grund darin, daß mit zunehmender Amplitude auch die Verzerrungen in den vorgeschalteten Verstärkern größer werden. Es gibt infolgedessen einen mittleren Wert der Eingangsspannung, für den die Amplitudenabhängigkeit minimal wird. Dieser Wert wurde durch Messung bestimmt und beträgt 2 Volt. Eine Schwankung der Eingangsspannung von $\pm$ 0,5 Volt um diesen Mittelwert ist noch zulässig.

Abb. 6 zeigt den Zusammenhang zwischen Eingangsfrequenz und Ausgangsspannung für eine Spannung am Diskriminatoreingang von 2 Volt. Die Kurve verläuft nicht ganz linear. Dadurch wird aber im

wesentlichen nur die vom Registriergerät angezeigte Amplitude der Luftdruckschwankung beeinflußt, welche somit vom Arbeitspunkt des Diskriminators abhängig ist. Dieser Arbeitspunkt ist bestimmt durch die Frequenzdifferenz zwischen Ortssender und Fernsender bei abgeschlossener Druckdose und wird bei zirka 1000 Hz gewählt. Die Empfindlichkeit der Druckdose wird nun so eingestellt, daß durch die zu messenden Luftdruckschwankungen eine Frequenzvariation von zirka $\pm$ 250 Hz um diesen Arbeitspunkt erzeugt wird. Innerhalb dieses Bereiches von 500 Hz ist die Linearität des Diskriminators ausreichend. Als eine Folge verschiedener Einflüsse (Temperatur, Anodenspannungsänderung usw.) ist die Grundfrequenz der Sender nicht konstant. Es resultiert daraus ein langsames Abwandern des Arbeitspunktes, wodurch die registrierte Luftdruckamplitude beeinflußt wird. In unserem Fall ist dies jedoch ohne Bedeutung.

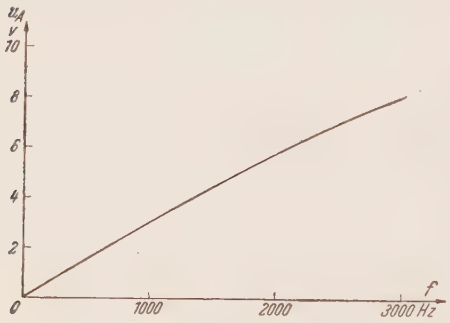



Abb. 6. Diskriminatorkurve.

### e) Elektronenschalter und Registrieroszillograph.

Der Elektronenschalter hat wie bereits erwähnt die Aufgabe, die verschiedenen Kanäle abwechslungsweise an die Braunsche Röhre zu legen. Dabei ist die Nullage des Lichtpunktes für jeden Kanal separat einstellbar. Über die Wirkungsweise dieses Gerätes wird Herr Prof. GRAFFUNDER gesondert berichten. Der Ausgang des Elektronenschalters liegt direkt an den horizontal ablenkenden Platten der Oszillographenröhre, während deren vertikal ablenkendes Plattenpaar geerdet ist.

Die vier Lichtpunkte werden optisch auf ein vertikal ablaufendes 10 cm breites photographisches Registrierpapier abgebildet. Die Vorschubgeschwindigkeit beträgt zirka 1 mm pro Sekunde. Infolge der gegenüber dem Papiervorschub verhältnismäßig großen Umschaltfrequenz des Elektronenschalters (50 Hz) werden vier stetige Kurvenzüge aufgezeichnet.

## IV. Die Eichung der Apparatur.

Die Eichung und die Aufnahme der Frequenzkurve erfolgt mit einer, dem in der Akustik üblichen Pistophon [8] ähnlichen Anordnung, wie sie schon SAXER zur Eichung seiner Apparatur verwendet hat [5]. Ein großes 60 l fassendes Glasgefäß ist einerseits mit einem kleinen Zylinder verbunden, in dem sich ein beweglicher Kolben befindet (Pravaz-Spritze), anderseits mit der zu untersuchenden Druckdose. Der Kolben wird über einen Exzenter von einem Elektromotor angetrieben, dessen Umdrehungszahl in weiten Grenzen stetig regelbar ist. Das Hubvolumen des

Kolbens ist einstellbar und beträgt normalerweise 0,12 cm³. Für die totale Druckänderung in der Druckkammer gilt nun:

$$p = \varkappa \frac{P_0}{V_0} \cdot h \cdot f(\omega).$$

Hierin bedeuten

$$\varkappa = \frac{c_p}{c_v} = 1{,}4,$$

$P_0$ = Atmosphärendruck,
$V_0$ = Volumen der Druckkammer,
$h$ = Hubvolumen des Kolbens,

$f(\omega)$ ist ein Faktor, der die Wärmeableitung der Druckkammerwände berücksichtigt. Im Grenzfall schneller Druckänderungen ist $f = 1$ (keine Wärmeableitung), im übrigen ist $f$ kleiner als eins.

Unter der Voraussetzung $f = 1$ erhalten wir mit den oben angegebenen Werten für Druckkammervolumen und Hubvolumen eine totale Druckänderung von $2 \cdot 10^{-3}$ mm Hg, d. h. eine Druckamplitude von $10^{-3}$ mm Hg.

Für langsame Druckänderungen ist die Wärmeableitung der Druckkammerwände zu berücksichtigen, d. h. $f$ wird dann eine Funktion von $\omega$ mit einem Wert, der kleiner als eins ist. Dies würde bedeuten, daß die durch die Eichapparatur erzeugte Druckamplitude mit abnehmender Frequenz kleiner wird.

Ferner ergibt sich noch eine Störmöglichkeit, welche durch Eigenschwingungen des Druckkammerraumes bedingt ist. Da die Druckkammer verhältnismäßig groß ist, ist eine tiefliegende Eigenresonanz zu erwarten. Die Aufnahme der Frequenzkurve ließ keinen Resonanzeffekt erkennen. Durch große Druckimpulse war es jedoch möglich, die Eigenschwingung anzuregen. Es ergab sich, daß dieselbe oberhalb 1 Hz liegt und ziemlich stark gedämpft ist, so daß wir diesen Einfluß nicht zu berücksichtigen brauchen.

Dagegen hat die Wärmeableitung der Druckkammerwandung eine Unbestimmtheit in der Amplitude zur Folge und ferner Einfluß auf die Form der Frequenzkurve. Da es aber in unserem Fall weder auf die genaue Frequenzkurve noch auf die exakte Amplitude ankommt, brauchen wir auch diesen Einfluß nicht zu berücksichtigen. Es ist lediglich notwendig, daß die drei Frequenzkurven der drei Druckdosen genau übereinstimmen. Dann wirkt sich der Fehler bei allen drei Kurven gleich aus. Die Übereinstimmung wird hergestellt durch entsprechende Wahl der Ausgleichskapillare $K$.

Abb. 7 zeigt die gemessene Frequenzkurve einer Druckdose, wie sie sich für die Durchführung der Messungen als geeignet erwiesen hat. Nach dem oben Gesagten wäre diese Frequenzkurve etwas zu korrigieren, und zwar in dem Sinne, wie durch die gestrichelte Linie angedeutet ist. Wie aber begründet wurde, ist diese Korrektur für die vorliegenden Messungen unwesentlich.

Die Abb. 8 gibt eine Dreifachregistrierung wieder, wobei sich alle drei Druckdosen im selben Zimmer befinden. Die Übereinstimmung der drei Kurven ist sehr gut.

Bringt man nun eine Druckdose ins Freie, so ist die von dieser Dose herrührende Kurve gegenüber den beiden anderen Kurven etwas phasenverschoben, wenn das Zimmer allseitig geschlossen ist. Durch Öffnen der

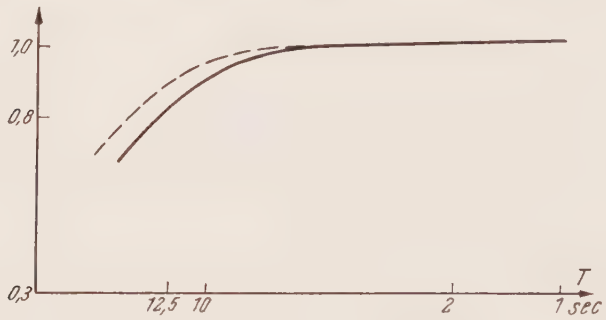



Abb. 7. Frequenzkurve der Druckdose.

Fenster verschwindet die Phasenverschiebung. Dies wird sofort verständlich, wenn wir nochmals das elektrische Ersatzschaltbild betrachten (Abb. 3). Das Volumen des Zimmers wirkt nun als eine weitere vorgeschaltete Kapazität und die Undichtigkeiten des Raumes als ein weiterer

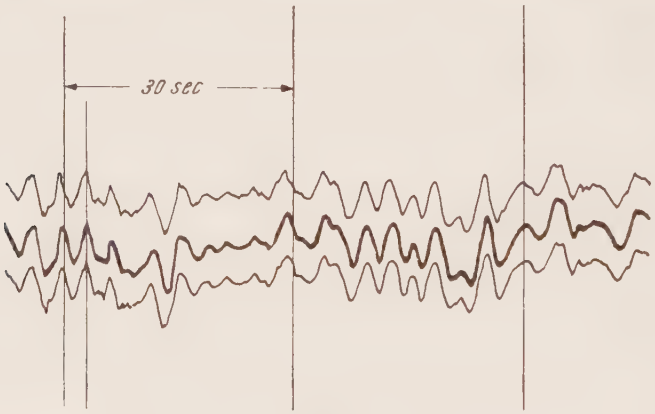



Abb. 8. Vergleichsregistrierung.

Widerstand, über den diese Kapazität aufgeladen werden muß. Es ergibt sich daraus, daß es notwendig ist, entweder die Druckdosen im Freien aufzustellen, um einwandfreie Messungen zu erhalten, die nicht durch zusätzliche Phasenverschiebungen verfälscht sind, oder aber ein Fenster des Zimmers, in welchem die Druckdose aufgestellt ist, offenzuhalten, was aber im Winter meist unangenehm ist. Es wurden deshalb bei allen Messungen die Dosen im Freien bzw. in halboffenen Schuppen untergebracht.

## V. Meßergebnisse.

Mit der beschriebenen Anordnung wurde die Ausbreitung der kurzperiodischen Luftdruckschwankungen mit Periodendauern von 2 bis 10 sec im Gebiet von Fribourg untersucht. Die ersten Dreifachregistrierungen wurden Mitte Oktober 1950 durchgeführt. Die Standorte der drei Sender sind aus dem ersten Lageplan in Abb. 9 ersichtlich. Sender III war im Hof des Institutes, Sender I auf dem Balkon eines Wohnhauses und Sender II im Schuppen einer Fabrik aufgestellt. Von der PTT wurden uns für die Übertragung drei Frequenzen um 5,8 MHz zur Verfügung gestellt[1].

Abb. 9. Erster Lageplan.

In Abb. 10 ist ein Ausschnitt aus einer Dreifachregistrierung vom 14. Oktober 1950 wiedergegeben. Aus der Phasenverschiebung zusammengehöriger Umkehrpunkte der Luftdruckwellen kann mittels eines einfachen trigonometrischen Verfahrens Ankunftsrichtung und Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen ermittelt werden.

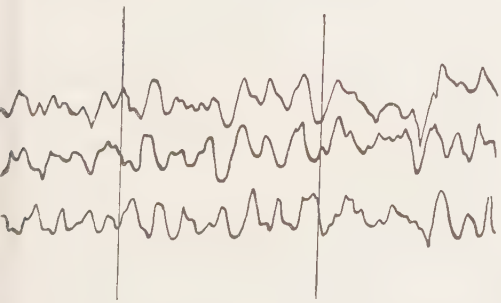


Abb. 10. Dreifachregistrierung vom 14. Oktober 1950.

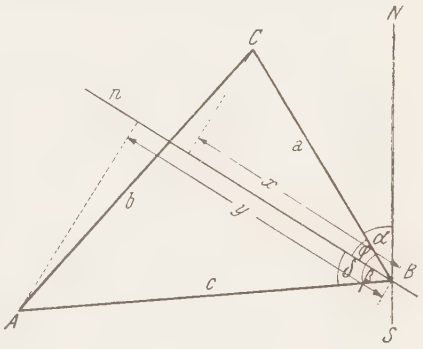



Abb. 11. Meßdreieck.

Das Verfahren ist analog wie bei der Bestimmung der Herkunftsrichtung von seismischen Wellen. Die folgende Ableitung ist der Arbeit von H. D. Krug [9] entnommen mit nur unwesentlichen Änderungen, um die Rechnung der gegebenen Geometrie besser anzupassen.

[1] Ich möchte an dieser Stelle der Telegraphen- und Telephonabteilung der PTT bestens danken.

Der folgenden Rechnung ist die Abb. 11 zugrunde gelegt. Die drei Stationen an den Ecken des Dreiecks sind mit A, B, C bezeichnet. $\alpha$ ist der Winkel der einen Dreiecksseite ($a$) mit der Nordrichtung und beträgt 36,5°. Die Bedeutung der übrigen Größen geht, sofern nicht anders angegeben, aus der Abbildung hervor.

Wir können sofort die folgenden Beziehungen ablesen:

$$\cos\varphi = \frac{x}{a}, \qquad \cos\delta = \frac{y}{c}.$$

Durch Division erhält man

$$\cos\varphi = \frac{(x/y)\cdot c\cdot\cos\delta}{a}.$$

Nun ist aber

$$x/y = t_1/t_2.$$

Somit wird

$$\cos\varphi = \frac{(t_1/t_2)\cdot c\cdot\cos\delta}{a} = k\cos\delta.$$

Dabei bedeuten die $t_i$ die Differenzen der Ankunftszeiten zusammengehöriger Umkehrpunkte, und zwar

$t_1$ für die Stationen B und C,
$t_2$ für die Stationen A und B.

Nun ist noch $\delta$ durch $\varphi$ auszudrücken

$$\cos\varphi = k\cos\delta = k\cos(\beta - \varphi).$$

Nach ein paar einfachen Umformungen erhält man folgendes Resultat:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{1 - k\cos\beta}{k\sin\beta}.$$

Für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit erhalten wir

$$v = x/t_2 \text{ und weil } x = a\cos\varphi$$

$$v = \frac{a\cos\varphi}{t_2}.$$

Um die obige Rechnung in unserem Fall anwenden zu dürfen, muß die Voraussetzung gemacht werden, daß die Wellenfront innerhalb des Meßdreiecks eben bleibt. Die auf diese Weise bestimmte Herkunftsrichtung der Luftdruckwellen ist nun nichts weiter als die Wellennormale am Beobachtungsort. Um diese Wellennormale mit der Herkunftsrichtung identifizieren zu können, ist die weitere Annahme erforderlich, daß die Wellenfront auf ihrem Weg durch die Atmosphäre keine Veränderung bzw. Drehung erfahre. Beide Annahmen werden später noch diskutiert werden. Ferner ist es möglich, daß durch Zusammenwirken mehrerer Wellen am Beobachtungsort eine andere Wellennormale vorgetäuscht wird. Dies kann der Fall sein, wenn mehrere Quellen vorhanden sind oder wenn von derselben Quelle Wellen auf verschiedenen Wegen zum Beobachtungsort gelangen.

Um einwandfreie Registrierungen zu erhalten, ist fast absolute Windstille erforderlich, da die durch Wind hervorgerufenen Staudruck- und Sogeffekte sehr bald in die Größenordnung der zu messenden Druckschwankungen kommen, d. h. ungefähr $10^{-4}$ mm Hg [*10*]. Ferner konnten infolge des drahtlosen Übertragungsweges die Messungen auch durch atmosphärische Einflüsse und zufällig auf einer sehr benachbarten Wellenlänge arbeitende Telegraphiesender gestört werden. Es liegen infolgedessen nur wenige auswertbare Dreifachregistrierungen vor, dagegen mehrere Registrierungen mit nur zwei auswertbaren Kurven.

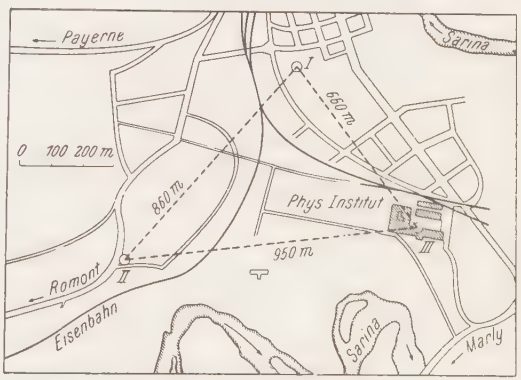



Abb. 12. Zweiter Lageplan.

Die Messungen wurden nach einem längeren Unterbruch im Januar 1951 wieder fortgesetzt. In der Zwischenzeit wurden Reichweitemessungen mit den Fernsendern gemacht mit dem Ziele, das Meßdreieck später zu vergrößern. Ferner wurde der Versuch unternommen, die Höhenabhängigkeit der Phase zu messen. Infolge Mangels an genügend hohen Bauwerken in Fribourg konnten keine Phasendifferenzen gefunden werden. Daraus läßt sich schließen, daß die Phasendifferenz in vertikaler Richtung eher kleiner ist als in horizontaler Richtung.

Die Aufstellung der Sender bei den neuen Messungen ist aus dem zweiten Lageplan in Abb. 12 ersichtlich. Der Sender II ist dabei gegenüber der früheren Anordnung in einem weiter entfernten Schuppen untergebracht worden. Die Messungen ergaben im wesentlichen dasselbe wie

*Tabelle 1.*

| Datum | $\varphi + \alpha^\circ$ | $v$ (m/sec) |
|---|---|---|
| 14. Oktober 1950 | 50,3 | 318 |
| 16. Oktober 1950 | 70,7 | 364 |
| 17. Oktober 1950 | 63,7 | 367 |
| 16. Januar 1951 | 31 | 410 |
| 17. Januar 1951 | 36 | 320 |
| 19. Januar 1951 | 59,5 | 405 |
| 24. Januar 1951 | 24,2 | 320 |
| 26. Januar 1951 | 50,9 | 376 |
| 12. Februar 1951 | 50,8 | 320 |
| 13. Februar 1951 | 40 | 420 |
| 16. Februar 1951 | 33,5 | 370 |
| 19. Mai 1951 | 26,2 | 255 |

bei der ersten Anordnung. Tabelle 1 gibt eine Zusammenstellung der Ergebnisse aus den Dreifachregistrierungen.

$\varphi + \alpha$ ist hierbei der Winkel der Wellennormalen mit der Nordrichtung und $v$ die scheinbare Horizontalgeschwindigkeit der Welle. Die angegebenen Zahlen stellen Mittelwerte aus vielen Einzelauswertungen dar, dabei ist die Streuung der Einzelresultate beträchtlich. Der Winkelbereich, innerhalb dessen die Meßpunkte liegen, beträgt bis zu 75° innerhalb einer Stunde.

Auf einen Punkt sei hier noch hingewiesen. Alle Auswertungen erfolgen ohne Rücksichtnahme auf die Frequenz der Luftdruckwelle. Es wird später gezeigt, daß dadurch als Folge der Dispersion ein Fehler entstehen kann, der aber bei Richtungsbestimmungen nicht sehr groß ist. Aus Tabelle 1 ist zu ersehen, daß die gemessene Herkunftsrichtung immer innerhalb des Winkelbereiches zwischen Norden und Westen liegt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit schwankt ebenfalls und hat zeitweise Werte, die über der normalen Schallgeschwindigkeit liegen. Da diese gemessene Wellengeschwindigkeit nicht konstant ist, ist es nicht möglich, die vorliegenden Zweifachregistrierungen auszuwerten. Nehmen wir jedoch als mittlere Wellengeschwindigkeit Schallgeschwindigkeit an, so ist damit eine Abschätzung möglich. Diese ergibt, daß die gefundene Herkunftsrichtung auch bei den Zweifachregistrierungen in den oben erwähnten Winkelbereich fällt.

Wie bereits erwähnt, handelt es sich bei der gemessenen Wellengeschwindigkeit um die Horizontalgeschwindigkeit der Phase. Nun ist aber der Fall möglich, daß die Welle nicht horizontal, sondern schief einfällt, d. h. die Wellennormale hat am Beobachtungsort einen bestimmten Inzidenzwinkel mit der Horizontalebene. Die Wellengeschwindigkeit ist dann in Wirklichkeit immer kleiner als die auf obige Weise bestimmte Horizontalgeschwindigkeit, was dann eine Erklärung für das Überschreiten der Schallgeschwindigkeit gibt. Es wurden aber auch Wellengeschwindigkeiten gefunden, die unterhalb der Schallgeschwindigkeit liegen. In diesem Falle müßte angenommen werden, daß entweder die Wellenfront innerhalb des Meßdreiecks nicht eben war, oder aber, daß die Zustandsänderungen bei diesen langperiodischen Wellen nicht mehr rein adiabatisch erfolgen.

Es war naheliegend, die erhaltenen Resultate mit der jeweils herrschenden Wetterlage zu vergleichen. Zu diesem Zwecke wurden die gefundenen Herkunftsrichtungen in die Wetterkarten eingezeichnet. Abb. 13 a zeigt als Beispiel die Wetterkarte von 14. Oktober 1950. Es ist darauf ebenfalls die an diesem Tage erhaltene Richtung eingezeichnet. Wie nun aus der Abbildung zu ersehen ist, verläuft diese Richtung etwas südlich des Tiefs über Island. Ein weiteres Tief befindet sich an diesem Tage noch über Labrador, also in beträchtlich größerer Distanz von der Beobachtungsstation. An den folgenden Tagen wandern nun beide Tiefs gegen Nordosten. Am 16. Oktober hat sich das erste erwähnte Tief bereits aufgelöst, während sich das zweite etwas südlich Islands befindet. Die an diesem Tage erhaltene Richtung verläuft ebenfalls wieder südlich dieses Tiefs. Auch am folgenden Tage ergibt sich wieder ein ähnliches Bild.

Sowohl das Tief als auch die gemessene Richtung haben sich im gleichen Sinne verändert, nämlich gegen Norden. Die eben geschilderten Zusammenhänge werden auch durch weitere Messungen unterstützt. Daneben gibt es aber auch Tage, an denen sich mehrere Tiefs in ungefähr gleicher Distanz vom Beobachter befinden, so daß keine Beziehungen aufzufinden sind. Besonders zu erwähnen ist noch der 26. Januar 1951. An diesem Tage herrschte eine sehr ähnliche Wetterlage wie am 14. Oktober 1950 mit einem Tief über Island und einem weiteren Tief über Labrador. Auch die Lage der Fronten ist ungefähr dieselbe. Die an diesem Tage erhaltene Richtung stimmt nun fast genau mit derjenigen vom 14. Oktober überein (Abbildung 13b).

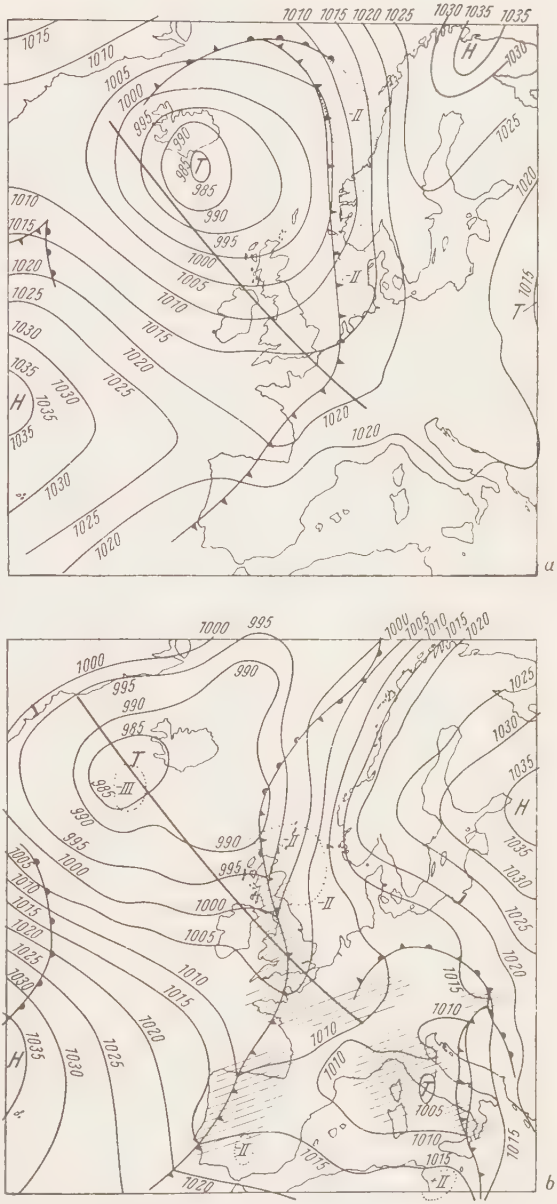



Abb. 13. *a* Wetterkarte vom 14. Oktober 1950. *b* Wetterkarte vom 26. Januar 1951.

Die eben beschriebenen Messungen wurden im Winter 1951/52 von W. Graffunder und W. A. Günther wiederholt, mit derselben Meßapparatur aber mit kleinerem Meßdreieck [*11*]. Infolgedessen werden die Zeitdifferenzen von gleichen Phasen und damit die Meßgenauigkeit kleiner. Aber auch die Schwierigkeiten, welche sich infolge des drahtlosen Übermittlungsweges einstellen, werden als eine Folge der höheren

Empfangsfeldstärke kleiner. Die beiden Autoren finden nun eine Phasengeschwindigkeit, welche im Mittel ziemlich genau dem Wert der Schallgeschwindigkeit entspricht, während die Richtung immer in dem erwähnten Winkelbereich bleibt. Die Verschiebung von Tiefdruckzentren deutet ebenfalls auf einen Zusammenhang hin, wie er oben geschildert wurde.

Auf eine weitere Tatsache sei hier noch hingewiesen. Bei den bis jetzt erschienenen Arbeiten über Luftdruckschwankungen war von der gemessenen Periodendauer nur sehr summarisch die Rede, indem etwa angegeben wurde, in welchen Grenzen die beobachteten Frequenzen liegen. Bei genauerer Betrachtung der Registrierkurven zeigt sich nun, daß die Periodendauer einen bestimmten zeitlichen Gang aufweist. Die Veränderung der Periode scheint dabei im selben Sinne zu erfolgen wie die Amplitudenänderung, doch muß diese Frage noch genauer untersucht werden. Ein solcher Zusammenhang wird aus der Diskussion der Ausbreitung von Luftdruckwellen verständlich werden. Es ergibt sich daraus ferner die Notwendigkeit von Dauerregistrierungen mit anschließender Frequenzanalyse an weit voneinander entfernten Punkten, worauf bereits in einer früheren Arbeit hingewiesen wurde [*12*].

Dauerregistrierungen wären auch im Falle von Richtungsbestimmungen sehr von Vorteil, denn es hat sich gezeigt, daß der Prozentsatz an auswertbaren Kurven infolge der vielen Störmöglichkeiten sehr gering ist. Die hier beschriebene Apparatur eignet sich aber nicht für Dauerregistrierung. Es wäre dazu eine größere Nullpunktskonstanz erforderlich. Ferner sollte zur Vermeidung von Störungen durch fremde Sender die Verbindung der Druckdose mit der Registrierstation durch ein Kabel bewerkstelligt und für die Registrierung ein Tintenschreiber verwendet werden. Sehr von Vorteil wäre auch eine leichte Transportierbarkeit, insbesondere der Druckdose. Die bei den vorliegenden Messungen benutzte Konstruktion von SAXER, bei der die Membran frei aufliegt und durch einen ziemlich schweren Ring gespannt wird, ist naturgemäß sehr empfindlich gegenüber Neigungen und in geringerem Maße auch gegen Erschütterungen. Um diesen Nachteil zu vermeiden, wäre es notwendig, die Membran fest einzuspannen. Dabei treten aber neue Schwierigkeiten auf, welche durch die in diesem Fall temperaturabhängige Spannung der Membran bedingt sind. Es soll im folgenden Kapitel gezeigt werden, daß eine piezoelektrische Konstruktion vorteilhaft ist.

## VI. Die piezoelektrische Meßdose.

Die piezoelektrischen Membranmikrophone enthalten als druckempfindliches Element einen Streifen- bzw. Sattelbieger. Es ist dies ein entsprechend geschnittenes Stück eines piezoelektrischen Kristalls, welches bei Verbiegung eine Spannung abgibt. Nach diesem Prinzip ist die im folgenden beschriebene Meßdose gebaut.

Die vom Bieger abgegebene Spannung wird in einer Röhre verstärkt. Abb. 14a zeigt das Prinzipschema. $C$ sei das Kristallelement und $R$ der Gitterableitwiderstand. Durch die Zeitkonstante $CR$ wird dabei das Ab-

fließen der Ladung bestimmt. Wirkt auf den Bieger eine periodisch wechselnde Kraft, so ist somit durch die Zeitkonstante die untere Grenzfrequenz festgelegt. Als untere Grenzfrequenz bezeichnet man diejenige Frequenz, bei der die Spannungsamplitude auf den $\sqrt{2}$-ten Wert gesunken ist. Bei den sehr langsamen Frequenzen, wie sie im vorliegenden Fall noch nachgewiesen werden müssen, sind sehr große Zeitkonstanten $CR$ notwendig. Dies bedeutet, daß als erste Verstärkerstufe eine Elektrometeranordnung gewählt werden muß. Ferner werden an die Isolation des Kristalls sehr hohe Anforderungen gestellt.

Von den untersuchten Kristallen hat sich Bariumtitanat als sehr geeignet erwiesen. Während bei Seignettesalz die geforderte Isolation nicht dauernd aufrechterhalten werden kann, zeichnet sich Bariumtitanat durch eine große Unempfindlichkeit gegenüber Temperatur- und Feuchtigkeitseinflüssen aus. Die handelsüblichen Bieger bestehen meist aus einer Mischung von Barium- und Strontiumtitanat.

Bariumtitanat ist ein Störstellenhalbleiter. Dies bedeutet, daß eingebaute Fremdatome eine gewisse Leitfähigkeit bewirken. Eine Folge dieser Tatsache ist, daß sich insbesondere Bieger verschiedener Fabrikate in den Isolationseigenschaften je nach Reinheitsgrad sehr stark unterscheiden.

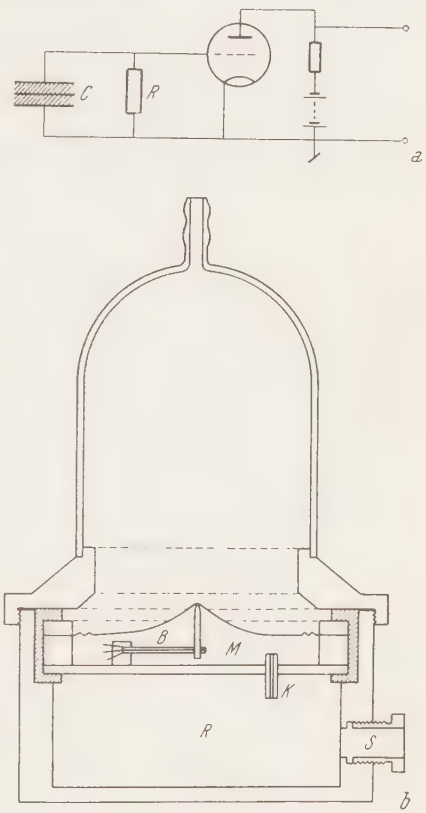



Abb. 14. *a* Ersatzschaltung der piezoelektrischen Druckdose. *b* Piezoelektrische Druckdose im Schnitt. Bezeichnungen: *M* Meßkapsel, *B* Barium-Titanat-Bieger, *R* Raum für Elektrometerröhre CK 570 AX (Raytheon), *K* Kapillare, *S* Stopfbüchse für Kabeldurchführung.

Unter Verwendung eines solchen Biegers wurde eine Meßdose gebaut, worüber eine kurze Mitteilung erschienen ist [*13*]. Die Konstruktion konnte inzwischen wesentlich verbessert werden. Abb. 14b zeigt einen Querschnitt durch die Meßdose. Diese besteht aus Eisen, um Störungen durch magnetische Felder zu verhindern. Der obere Teil wird durch eine Glasglocke abgeschlossen, welche einen Ansatz besitzt zum Anschluß der Eichvorrichtung bzw. der Außenluft. In ihrem Innern enthält diese Dose die eigentliche Meßkapsel, welche unter Zwischenlage von Moosgummi federnd festgehalten wird, und das Röhrenelektrometer.

Die Meßkapsel enthält das Kristallelement, am einen Ende durch einen Polystyrenklotz festgehalten und an seinem andern Ende durch eine Polystyrene-Brücke mit der Mitte der Membran verbunden. Die Membran besteht aus Aluminium und ist von nichtabwickelbarer Form, um die Steifigkeit zu erhöhen. Eine Kapillare sorgt für den Ausgleich langsamer Druckänderungen, hat aber keinen Einfluß auf die Form der Frequenzkurve, wenn sie nur genügend klein gewählt wird.

Unter der Annahme, daß die Membran sich als Kolbenmembran bewegt und daß die Wellenlänge der ankommenden Druckwelle groß gegenüber der Dimension der Membran ist, genügt die Verschiebung $x$ der folgenden Differentialgleichung:

$$M \frac{d^2x}{dt^2} + w \frac{dx}{dt} + \tau\, x = 2\,\pi\, r^2\, p_0 \sin \omega\, t.$$

Es ist dies die Differentialgleichung einer erzwungenen Schwingung. Der Ausdruck rechts vom Gleichheitszeichen stellt die erregende Kraft dar, die von der ankommenden Welle ausgeübt wird.

Unter der Voraussetzung, daß die in der Differentialgleichung auftretenden Koeffizienten konstant sind, erhält man für den stationären Fall eine Lösung von der folgenden Form:

$$x = A \sin (\omega\, t + \varphi).$$

Es gilt nun vorerst abzuklären, inwieweit diese Annahme berechtigt ist. Die Masse $M$ setzt sich aus der Eigenmasse aller schwingenden Teile und der mitschwingenden Luftmasse zusammen, die mit $m_1$ bezeichnet werde. Die Dämpfung des Systems besteht aus dem Reibungswiderstand $w_v$ und dem Strahlungswiderstand $w_s$, der vom umgebenden Medium, also Luft, abhängt. Die Direktionskraft $\tau$ setzt sich ebenfalls aus mehreren Anteilen zusammen, nämlich der Direktionskräfte der Kolbenmembran, der eingeschlossenen Luft und derjenigen des Biegers, welche aber um mehrere Größenordnungen überwiegt. Nach den Untersuchungen von RAYLEIGH [*14*] ist nun

$$m_1 = 8/3 \cdot \varrho\, r\, g(y)$$

und

$$w_s = v\, \varrho\, r^2\, h(y).$$

Hierin bedeuten: $\varrho$ die Dichte der Luft, $v$ die Schallgeschwindigkeit in Luft und $r$ den Radius der Membran. $g$ und $h$ sind Funktionen des Argumentes $y = \frac{4\,\pi\, r}{v}\, n$, wobei $n$ die Frequenz der ankommenden Schallwelle bedeute. Die Funktionen $g$ und $h$ wurden von RIEGGER [*15*] berechnet. Für kleine Werte von $y$, d. h. für Werte von $y = 0$ bis etwa $y = 0{,}5$, gelten mit guter Näherung die beiden Formeln

$$g(y) \sim 1,$$

$$h(y) \sim 2\,\pi\, \frac{r^2}{v^2}\, n^2.$$

Beschränken wir uns auf einen Frequenzbereich von $n = 0$ bis $n =$ $= 10$ Hz. Schnellere Schwingungen werden für eine Messung kaum in

Frage kommen. Bei einem Membranradius $r = 4{,}5$ cm wird dann die obere Grenze von $y = 0{,}017$. Wir können also die angegebenen Näherungsformeln anwenden. Daraus folgt, daß die Gesamtmasse $M$ wegen $g(y) = 1$ eine Konstante ist. Die Strahlungsdämpfung hängt nach der zweiten Näherungsformel von dem Quadrat der Frequenz ab. Da die Frequenz in unserem Fall sehr klein ist, ist die Strahlungsdämpfung ebenfalls klein. Wir können sie deshalb gegenüber der Reibungsdämpfung vernachlässigen. Das Dämpfungsglied besitzt demzufolge ebenfalls einen konstanten Koeffizienten. Da nun auch die Direktionskraft des Systems konstant ist, erhalten wir als Ergebnis: Sowohl die Eigenschwingung der Druckkapsel als auch der Koeffizient $A$ der Lösungsfunktion sind Konstanten. Für die Eigenfrequenz erhält man unter Vernachlässigung der Dämpfung:

$$\omega = 2\pi n = \sqrt{\frac{\tau}{M}}.$$

Die Messung der Eigenfrequenz ist auf einfache Weise möglich, indem man dem Kristall eine veränderliche Wechselspannung zuführt und die Schalldruckamplitude mißt. Es ergibt sich dabei, daß die Eigenfrequenz oberhalb 100 Hz liegt und somit sicher keinen störenden Einfluß ausübt.

Mit der beschriebenen Druckdose wurden Mitte Februar 1952 Dauerregistrierungen aufgenommen. Der Eingangswiderstand des Elektrometers beträgt dabei $10^{11}\,\Omega$ und die Eingangszeitkonstante zirka 150 sec. Als Vorverstärker dient eine Anordnung, wie sie zur Messung von Schwankungen der Luftionisation entwickelt wurde [*16*]. Die Frequenzkurve wurde durch eine frequenzabhängige Gegenkopplung im Vorverstärker auf die Form, wie in Abb. 7 wiedergegeben, eingestellt. In einem zweiten Verstärker wird die Spannung soweit verstärkt, daß sie zum Betrieb eines elektrodynamischen Tintenschreibers ausreicht.

## VII. Diskussion.

Den vorstehenden Meßergebnissen ist zu entnehmen, daß offenbar eine Beziehung besteht zwischen dem Auftreten von Tiefdruckgebieten über dem Atlantik und den gemessenen Druckschwankungen. Wohl besteht meist eine Differenz zwischen der Richtung des Tiefdruckgebietes selbst und der gefundenen Herkunftsrichtung. Diese Winkeldifferenz ist aber bei besonders einfachen Wetterverhältnissen wie am 14. Oktober 1950 klein.

Es kann also zunächst als Arbeitshypothese angenommen werden, daß die gemessenen Luftdruckschwankungen ihre Ursache in einer hypothetischen Schallquelle über dem Atlantik haben [*12*]. Als Schallquelle kann nach dem oben Gesagten ein Sturm in der Nähe eines Tiefs angesehen werden. Es sind hier insbesondere die Erscheinungen, welche an der Grenzfläche zweier gegeneinander bewegter Luftmassen auftreten, die die Entstehung von Druckwellen zur Folge haben.

Zur Beschreibung der Ausbreitung solcher Druckwellen bestehen zunächst zwei Möglichkeiten:

1. Als Gravitationswellen: Es handelt sich hierbei um eine Wellenbewegung, die mit den Oberflächenwellen z. B. auf Wasser eine gewisse Ähnlichkeit hat. Die Wellen laufen radial vom Störzentrum weg und die Fortpflanzungsrichtung steht senkrecht auf der Schwingungsrichtung, d. h. es handelt sich um eine transversale Welle. Die Durchrechnung des Problems zeigt nun, daß eine obere Grenzfrequenz existiert, oberhalb der sich keine Gravitationswellen mehr ausbilden können. Eine näherungsweise Berechnung liefert für diese den Wert $^1/_{30}$ Hz, was einer Periodendauer von 30 sec entspricht [*12*]. Dies bedeutet, daß in unserem Fall eine Ausbreitung durch Gravitationswellen sehr wahrscheinlich nicht in Frage kommt.

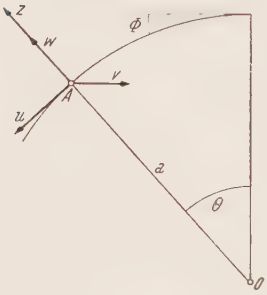


Abb. 15. Koordinatensystem (Erklärung im Text).

Zur Beschreibung des Vorganges wählen wir zweckmäßigerweise Kugelkoordinaten, wobei sich der Koordinatenursprung im Erdmittelpunkt befindet (Abb. 15).

Bei A befindet sich der Störherd. Wir bezeichnen nun die ungestörte Dichte mit $\varrho_0$ und die Störung mit $\varrho$. Analog bezeichnen wir Druck und Temperatur im ungestörten Zustand mit $p_0$ bzw. $T_0$ und die Störungen mit $p$ bzw. $T$. $u$, $v$, $w$ sind die Geschwindigkeitskomponenten.

Unter der Voraussetzung einer ruhenden Atmosphäre hat die Bewegungsgleichung folgende Gestalt:

$$\frac{\delta}{\delta t}(u, v, w) = -\frac{1}{\varrho_0 + \varrho}\,\mathrm{grad}\,(p_0 + p) + (0,0,-g),$$

wobei der Gradient in unserem Koordinatensystem die folgenden Komponenten hat:

$$\mathrm{grad} = \frac{\delta}{a\,\delta\Theta},\ \frac{\delta}{a\sin\Theta\,\delta\Phi},\ \frac{\delta}{\delta z}.$$

Ferner benötigen wir die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{1}{\varrho_0 + \varrho}\frac{\delta}{\delta t}(\varrho_0 + \varrho) + \mathrm{div}\,(u, v, w) = 0$$

$$\text{mit div } (u, v, w) = \frac{\delta(u\sin\Theta)}{a\sin\Theta\,\delta\Theta} + \frac{\delta v}{\delta\Phi\, a\sin\Theta} + \frac{\delta w}{\delta z}$$

und die Differentialgleichung der potentiellen Temperatur

$$\frac{1}{T_0 + T}\frac{d(T_0 + T)}{dT} = \left(1 - \frac{c_v}{c_p}\right)\frac{1}{p_0 + p}\frac{d(p_0 + p)}{dt}.$$

Aus diesen drei Gleichungen erhalten wir unter Zuhilfenahme der Zustandsgleichung für ideale Gase nach einigen Umformungen die folgende Differentialgleichung für die Druckstörung:

$$\left(\frac{c\,\mathrm{tg}\,\Theta}{a^2} + \frac{\delta}{a^2\,\delta\Theta}\right)\frac{\delta p}{\delta\Theta} = -\frac{\delta^2 p}{\delta z^2} - \frac{1}{RT_0}\frac{\delta p}{\delta z}\left(R\frac{dT_0}{dz} + g\right) -$$

$$-\frac{1}{R\,T_0}\frac{c_v}{c_p}\left(g^2\frac{1}{RT_0} + \omega^2\right)p.$$

In der Ableitung haben wir zudem $p \sim e^{i\omega t}$ gesetzt.

Die obenstehende Differentialgleichung läßt sich separieren. Wir machen dazu den folgenden Ansatz:

$$p(z, \Theta) = f(z) \cdot \varphi(\Theta).$$

Dadurch erhalten wir je eine Differentialgleichung für die horizontale und vertikale Druckänderung. Zur Berechnung der Grenzfrequenz (siehe oben) benötigen wir nur diejenige für die vertikale Druckänderung, welche folgendermaßen lautet:

$$\frac{d^2f}{dz^2} + \frac{1}{R\,T_0}\left(R\,\frac{dT_0}{dz} + g\right)\frac{df}{dz} + \left[\frac{1}{R\,T_0}\,\frac{c_v}{c_p}\left(\frac{g^2}{R\,T_0} + \omega^2\right) - k^2\right] f(z) = 0.$$

Setzen wir in dieser Differentialgleichung noch die zu den einzelnen Temperaturgebieten gehörende Temperaturfunktion $T_0 = T_i - \alpha_i z$ ein, so erhalten wir für jedes Temperaturgebiet die zugehörige Differentialgleichung (Abb. 16). In den Temperaturgebieten II und IV ist $\alpha = 0$. Demzufolge geht die obige Differentialgleichung in eine Differentialgleichung mit konstanten Koeffizienten über, deren Lösung durch eine Exponentialfunktion dargestellt wird[1].

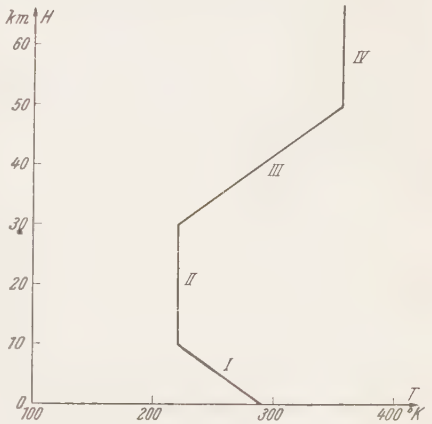


Abb. 16. Temperaturverteilung in der Atmosphäre

Die Lösung in den Temperaturgebieten I und III ist durch eine Kombination zweier konfluenter hypergeometrischer Funktionen gegeben. Die Lösung im Gebiet IV gibt zusammen mit den Randbedingungen ($w = 0$ am Erdboden, stetiger Anschluß der Lösungen bei allen drei Temperaturübergängen, Endlichbleiben der kinetischen Energie der Welle) die Bedingung für die Grenzfrequenz.

2. Als longitudinale Schallwellen: In diesem Fall ist die geometrische Theorie der Schallausbreitung anzuwenden. Wir betrachten dabei analog wie in der geometrischen Optik Schallstrahlen und untersuchen die Brechung eines solchen Strahls auf seinem Weg durch die Atmosphäre. In einer ruhenden isotropen Atmosphäre ist die Brechung im wesentlichen durch die Temperaturverteilung gegeben. Betrachten wir einen die Schallquelle unter einem bestimmten Emergenzwinkel verlassenden Strahl, so wird dieser infolge des negativen Temperaturgradienten in der Nähe des Erdbodens zunächst konkav nach oben gebrochen und in den Temperaturinversionsschichten der höheren Atmosphäre wieder auf die Erde zurückgebrochen. Je größer der Emergenzwinkel ist, in um so größere Höhen steigt der Strahl auf und um so größer ist die Entfernung von der Schallquelle, in der der Strahl den Boden wieder trifft (anomaler Schall [*17, 18, 19*]).

[1] Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst.

Die Zonengrenzen der Hörbarkeit des anomalen Schalles sind nicht streng definiert und zum großen Teil von den Eigenschaften des Ohres abhängig. So können mit Meßinstrumenten, z. B. mit Membranapparaten, auch Druckwellen in den Zonen des Schweigens nachgewiesen werden. Diese Druckwellen haben dann meist eine Frequenz, die unterhalb des Frequenzbandes liegt, für welches das Ohr empfindlich ist. Es konnten auf diese Weise Schallwellen noch in zirka 600 km Entfernung von der Schallquelle gemessen werden.

Die von uns für die Messungen verwendeten Variographen besitzen nun eine Empfindlichkeit, welche etwa zwei Größenordnungen höher liegt als die der früher verwendeten Membranapparate. Die Entfernung der Meßgeräte von der angenommenen Schallquelle ist aber ebenfalls viel größer, nämlich etwa 2000 km. Um das Auftreten von Druckwellen in einer so großen Entfernung noch erklären zu können, muß angenommen werden, daß die Wellen in noch viel größere Höhen vordringen als dies z. B. bei hörbarem Schall der Fall ist. Die Theorie zeigt dann, daß nur noch sehr langsame Frequenzen mit beobachtbaren Amplituden am Empfangsort eintreffen können, da die Absorption frequenzabhängig ist und mit wachsender Frequenz ansteigt [*20*]. Insbesondere in großen Höhen über dem Erdboden wird die Absorption beträchtlich, wenn die freie Weglänge der Moleküle vergleichbar wird mit der Wellenlänge der Schallwelle. Dies bedeutet: Je langwelliger der Schall ist, in um so größere Höhen kann er vordringen und somit in um so größerer Distanz noch nachgewiesen werden.

Eine weitere Erscheinung, die nur bei sehr langen Wellen auftritt, ist die Dispersion [*20*]. Dies bedeutet, daß die Schallgeschwindigkeit von der Wellenlänge abhängt; d. h. auch die Brechung ist eine Funktion der Wellenlänge. Damit läßt sich nun zusammen mit der frequenzabhängigen Absorption der quasiperiodische Charakter der gemessenen Luftdruckschwankungen erklären.

Zur Ableitung der Dispersion haben wir zunächst den Ausdruck für die Phasengeschwindigkeit zu berechnen. Dazu betrachten wir ein Volumenelement $dV$, das sich im Ruhezustand in der Höhe $z$ über dem Erdboden befindet. Zu einer beliebigen Zeit $t$ betrage seine Auslenkung aus der Ruhelage in vertikaler Richtung $\zeta\,(z, t)$, seine Dichte sei dann $\varrho\,(z, t)$ und der darauf wirkende Druck $p\,(z, t)$. Für $t = 0$ genügt $\varrho\,(z, 0) = \varrho_z$ der barometrischen Höhenformel:

$$\varrho_z = \varrho_0\, e^{-\frac{\varrho_0 g}{p_0} z},$$

wenn wir mit $\varrho_0$ bzw. $p_0$ Dichte und Druck am Erdboden bezeichnen.

Die Kontinuitätsgleichung nimmt dann die Gestalt an

$$\varrho_z = \varrho\,(z, t)\left(1 + \frac{\delta\zeta\,(z, t)}{\delta z}\right)$$

und die Kompressibilitätsbeziehung lautet

$$p\,(z, t) - p_z = -\,k\,\frac{\delta\zeta}{\delta z},$$

wobei $k$ = Kompressibilität.

Die Bewegungsgleichung für das Volumenelement $dV$ lautet dann unter Berücksichtigung obiger Beziehungen

$$\frac{\delta^2 \zeta}{\delta t^2} - \varkappa \frac{p_0}{\varrho_0} \frac{\delta^2 \zeta}{\delta z^2} + \varkappa g \frac{\delta \zeta}{\delta z} = 0.$$

Wir haben dabei noch $k = \varkappa p_z$ gesetzt; d. h. der Vorgang soll rein adiabatisch verlaufen.

Wir machen für die Lösung der obigen Gleichung den Ansatz einer ebenen harmonischen Welle

$$\zeta(z, t) = e^{i\nu t + \mu z}$$

und erhalten für $\mu$, wenn wir noch setzen

$$v = \sqrt{\frac{\varkappa p}{\varrho}},$$

die Werte

$$\mu_{1,2} = \frac{g \varrho_0}{2 p_0} \pm i \frac{\nu}{v} \sqrt{1 - \frac{\varkappa g^2 \varrho_0}{4 \nu^2 p_0}}.$$

Wir ersehen daraus unmittelbar, daß die Welle eine Phasengeschwindigkeit

$$c(\nu) = \frac{v}{\sqrt{1 - \frac{\alpha^2 v^2}{4 \nu^2}}}$$

hat. Es wurde dabei noch $\alpha = g \frac{\varrho_0}{p_0}$ gesetzt.

Es ist zu beachten, daß die obige Ableitung nur für vertikale Wellen gilt. Für Wellen beliebiger Richtung ist in der Bewegungsgleichung statt $g$, $g \sin \beta$ zu setzen, wobei $\beta$ der Winkel der Wellennormalen mit der Erde ist. Daraus folgt, daß die Dispersion für horizontale Wellen verschwindet.

Wir betrachten nun eine horizontale Grenzfläche in der Atmosphäre, in der ein Temperatursprung stattfindet. Es gilt dasselbe Brechungsgesetz wie in der Optik. Statt Einfallswinkel und Brechungswinkel benutze ich jedoch, wie dies in der Akustik üblich ist, die entsprechenden Komplementärwinkel. Infolgedessen treten im Brechungsgesetz die Kosinusfunktionen auf.

$$\frac{\cos e_1}{\cos e_2} = \frac{c_1(\nu)}{c_2(\nu)}.$$

Setzen wir die obige Beziehung für die Phasengeschwindigkeit ein, so erhalten wir mit einigen Vernachlässigungen, die für unser Frequenzgebiet erlaubt sind, als Brechungsgesetz:

$$\frac{\cos e_1}{\cos e_2} = \frac{v_1}{v_2} \sqrt{1 + \frac{\alpha^2}{4 \nu^2} (v_1^2 - v_2^2)}.$$

Daraus folgt, da $v = \sqrt{T/\mu'}$ wobei $\mu'$ das Molekulargewicht der Luft bedeutet, das sich aber bei dem Temperatursprung nicht ändert, daß $v_1$ bzw. $v_2$ nur noch eine Funktion der Temperatur auf der entsprechenden Seite der Sprungschicht ist.

Aus der Brechungsformel ist nun zu entnehmen, daß bei einem endlichen Temperatursprung das Winkelverhältnis von der Frequenz der Schallwelle abhängig wird, wenn diese Frequenzen genügend klein sind. Es tritt also Dispersion auf, dabei werden lange Wellen stärker gebrochen als kurze.

Aus diesen Ergebnissen folgt, daß das Bild der Luftdruckschwankungen am Beobachtungsort wesentlich durch die Ausbreitungsbedingungen (Dispersion, Absorption) beeinflußt wird, während die Amplitude sowohl durch die Intensität der Strahlungsquelle als auch durch die Ausbreitungsbedingungen gegeben ist. Eine Änderung in den Ausbreitungsbedingungen hat eine Verschiebung der Frequenz am Beobachtungsort zur Folge. Damit ist infolge der frequenzabhängigen Absorption eine Amplitudenänderung verbunden, und zwar müßte sich die Amplitude mit zunehmen-

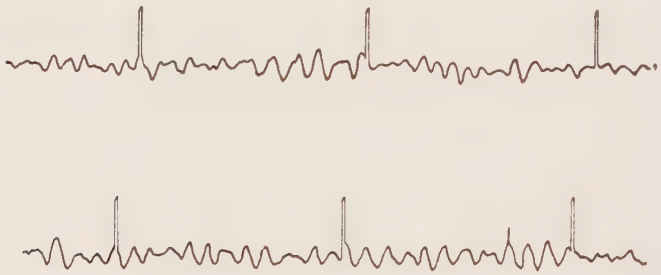


Abb. 17. Registrierung vom 28. Februar 1952, zirka 10.30 Uhr, Abstand der Zeitmarken 1 Minute.

der Frequenz verkleinern. Dieses Ergebnis stimmt nun zum Teil mit den Meßergebnissen, welche aus den Dauerregistrierungen mit der piezoelektrischen Meßdose gewonnen wurden, überein. Es ist von diesen Registrierungen ein Beispiel wiedergegeben (Abb. 17).

Um nun näheren Aufschluß über die Ausbreitung der Luftdruckwellen zu erhalten, ist es notwendig, gleichzeitig in verschiedenen Entfernungen von der Strahlungsquelle Messungen durchzuführen und die zeitliche Variation der Frequenz zu messen. Auf diese Notwendigkeit hat schon SCHRÖDINGER für den Fall von Sprengungen hingewiesen [*20*], indem er schreibt: „Unter allen Umständen würde meines Erachtens eine harmonische Analyse ein und derselben Explosionswelle im inneren und äußeren Hörbarkeitsgebiet von hervorragendem Interesse sein. Wegen des ausgesprochen selektiven Charakters der Absorption, der sich mit der Höhe rasch verschiebt, ließe sich aus den Intensitätsverhältnissen der in beiden Fällen noch vorhandenen Wellenarten ein direkter und sogar ziemlich scharfer Schluß auf die Höhe der Schicht ziehen, in welcher die Umkehr erfolgt ist." Solche Messungen wurden anläßlich der Helgoland-Explosion durchgeführt [*21*]. Da wir es in unserem Fall wahrscheinlich mit einer annähernd kontinuierlich strahlenden Schallquelle zu tun haben, ergibt sich eine Komplikation, indem Wellen, welche verschiedene Wege durchlaufen haben, am Beobachtungsort interferieren können, wodurch die Auswertung erschwert wird. Ferner interessieren wir uns zunächst

weniger für die Höhe der Schicht, in der die Umkehr erfolgt, als vielmehr für die Lage der Schallquelle, die wir ja noch nicht mit Bestimmtheit kennen, und eventuell für deren Bewegungen.

Die bekannten Unterschiede in der anomalen Hörbarkeit zwischen Sommer und Winter legen ferner die Vermutung nahe, daß auch die großen Unterschiede in den Amplituden der gemessenen Luftdruckwellen zwischen Sommer und Winter durch dieselben Faktoren bedingt sein könnten.

Es ist klar, daß infolge der komplizierten Struktur der Atmosphäre eine Peilung der Strahlungsquelle sehr schwierig ist. Bei der Auswertung der Meßergebnisse im Kap. V. wurde die Annahme gemacht, daß die Wellennormale keine horizontale Veränderung erfahre zwischen Strahler und Empfänger, und ferner, daß die Wellenfront innerhalb des Meßdreiecks eben bleibe. Beide Annahmen setzen eine sehr idealisierte Atmosphäre voraus. Die Wellenfront wird nicht nur durch das Temperaturgefälle zwischen Strahler und Beobachter sowie in diesem Bereich liegende Diskontinuitätsflächen gedreht, sondern auch durch Inhomogenitäten und Turbulenzen verzerrt. Die dadurch entstehenden Fehler sind nach Möglichkeit klein zu halten.

Dies kann geschehen, indem nur Tage mit möglichst einfachen Wetterverhältnissen zu Beweisen herangezogen werden. Es sollen darunter solche Tage verstanden werden, an denen nur eine Strahlungsquelle (Tief) vorhanden ist und möglichst wenig Diskontinuitätsflächen (Fronten). Dabei sind in der Tiefe liegende Fronten nur dann von Einfluß, wenn sie in der Nähe des Strahlers bzw. des Beobachters liegen, also von der Welle durchsetzt werden. Ferner kann durch Mittelwertbildung aus vielen Einzelmessungen der Fehler ebenfalls vermindert werden.

Aus der starken, durch die Bewegungen in der Atmosphäre bedingten Streuung der Einzelresultate, wie sie S. 398 erwähnt wurde, folgt, daß bei den gezogenen Schlüssen gewisse Vorbehalte angebracht sind. Doch scheinen die auf S. 398 f. angedeuteten interessanten Zusammenhänge genügend durch die Ergebnisse gestützt. Es ist bei derartigen Richtungsbestimmungen aus den oben angeführten Gründen immer mit einem verhältnismäßig großen Fehler zu rechnen, weshalb noch andere Methoden zur Ergänzung herangezogen werden müssen.

Herrn Prof. Dr. F. Dessauer bin ich für die Überlassung des Themas zu dieser Arbeit sowie für zahlreiche wertvolle Diskussionen sehr zu Dank verpflichtet. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. W. Graffunder für verschiedene Diskussionen und für die Konstruktion des Elektronenschalters. Ferner danke ich Herrn Dr.-Ing. G. Nuovo, Rom, für die Entwicklung des Diskriminators, Herrn Dipl.-Ing. H. Reichard, München, für den Bau eines Netzgerätes sowie Frl. Dr. G. Perl, Arosa, für die Auswertung des umfangreichen Registriermaterials.

### Literaturverzeichnis.

1. Baird, H. F. and C. J. Banwell: Recording of Air-Pressure Oscillations associated with Microseisms at Christchurch. New Zealand J. Sci. Tech. **21**, 314 (1940).

2. Gutenberg, B. and H. Benioff: Observations with Electromagnetic Microbarographs. Nature **144**, 478 (1939).
3. Benioff, H. and B. Gutenberg: Waves and Currents Recorded by Electromagnetic Microbarographs. Bull. Amer. Met. Soc. **20**, 421 (1939).
4. Gutenberg, B. and H. Benioff: Atmospheric-Pressure Waves near Pasadena: Trans. Amer. Geophys. Union **1941**, 424.
5. Saxer, L.: Elektrische Messung kleiner atmosphärischer Druckschwankungen. Helv. Phys. Acta **18**, 527 (1945).
6. Létienne, R.: Sur un oscillateur à double triode et son application à l'étude des diélectriques. C. R **227**, 506. (1948).
7. Dessauer, F., W. Graffunder und J. Schaffhauser: Über atmosphärische Pulsationen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **III**, 453 (1951).
8. Wente, E. C.: Absolute Measurement of Sound Intensity. Phys. Rev. **10**, 39 (1917).
9. Krug, H. D.: Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe. Z. Geophys. **13**, 328 (1937).
10. Courvoisier, P.: Über Luftdruckvariographen und Luftdruckschwankungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **I**, 1 (1948).
11. Graffunder, W. und W. Günther: Einige Ergebnisse über die Ausbreitung der quasiperiodischen Luftdruckschwankungen. Helv. Phys. Acta **25**, 485 (1952).
12. Schaffhauser, E. und J.: Über Herkunft und Ausbreitung der natürlichen Luftunruhe. Helv. Phys. Acta **25**, 480 (1952).
13. Schaffhauser, J.: Piezoelektrische Methode zur Messung von Luftdruckschwankungen. Helv. Phys. Acta **24**, 591 (1951).
14. Lord Rayleigh: Die Theorie des Schalles.
15. Riegger, H.: Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern **3**, 67 (1924).
16. Schaffhauser, J.: Messung kurzperiodiger Schwankungen der Luftionisation. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **V**, 179 (1952).
17. Wiechert, E.: Die anormale Schallausbreitung als Mittel zur Erforschung der Stratosphäre. Z. Geophys. **2**, 92 (1926).
18. Angenheister, G.: Laufzeit des Schalles für große Entfernungen. Z. Geophys. **2**, 88 (1926).
19. Wegener, K.: Die äußere Hörbarkeitszone. Z. Geophys. **1**, 297 (1924/25).
20. Schrödinger, E.: Zur Akustik der Atmosphäre. Phys. Z. **18**, 445 (1917).
21. Cox, E. F.: Abnormal Audibility Zones in Long Distance Propagation through the Atmosphere. J. Acoust. Soc. Amer. **21**, 6 (1949).

551.547.3 : 551.524.7

# Die interdiurne Veränderlichkeit von Druck und Temperatur in Troposphäre und Stratosphäre.

Von

S. Schwarzl, Wien.

Mit 7 Textabbildungen.

**Zusammenfassung.** In vorliegender Arbeit werden aus den für ein bestimmtes Punktenetz interpolierten Werten der Hamburger Seewarte-Karten die interdiurnen Änderungen des Druckes in der Höhe der Standardisobarenflächen (St. I. Fl.) für das erste Halbjahr 1943 berechnet. Sowohl die geographische Abhängigkeit wie auch der Jahresgang der interdiurnen Veränderlichkeit (i. V.) des Druckes zeigen ein sehr ähnliches Verhalten der Vorgänge in der freien Atmosphäre mit jenen am Boden. Es nimmt jedoch die i. V. des Druckes mit der Höhe bis zur 225 mb-Fläche stark zu, fällt dann aber in der Stratosphäre rasch wieder ab. Auch bei der i. V. der Temperatur (rel. Top. der 500/1000 mb-Fläche) ergeben sich ähnliche Gesetzmäßigkeiten in der geographischen Verteilung und im Jahresgang wie bei der i. V. des Druckes.

An Hand bestimmter Querschnitte, für die die mittleren Höhen der St. I. Fl. berechnet wurden, wird auch gezeigt, daß ein enger Zusammenhang zwischen der Neigung der Druckflächen und der i. V. des Druckes selbst besteht, jene also als mitbestimmender Faktor der täglichen Druckänderungen zu betrachten ist. In weiteren Arbeiten sollen die Druck- und Temperaturänderungen in Bodennähe jenen in der oberen Troposphäre und in der Stratosphäre gegenübergestellt und aus den Ergebnissen Schlüsse auf den vertikalen Aufbau des Druckgeschehens gemäßigter Breiten gezogen werden.

**Summary.** Interdiurnal variations of pressure at the height of the standard isobaric surfaces are calculated for the first half-year of 1943 from data of the Hamburg Seewarte-maps interpolated for a certain net of points. The geographical distribution as well as the annual march of the interdiurnal variability of pressure show the processes in the free atmosphere to be very similar to those near the ground. There is, however, a strong increase of the interdiurnal variability of pressure with height, followed by a rapid decrease in the stratosphere. The interdiurnal variability of temperature (relative topography of the 500/1000 mb. surfaces) follows analogous relations with the geographical distribution and the annual variation as the interdiurnal variability of pressure. By means of certain cross-sections for which the average heights of the standard isobaric surfaces were calculated can be

shown that there exists a close connection between the inclination of the surfaces of pressure and the interdiurnal variability of the pressure itself. The inclination of the surfaces of pressure therefore, must be considered as one of the factors determining the daily variations of pressure. Further investigations will deal with the relations between the variations of pressure and temperature near the ground and those in the upper troposphere and the stratosphere from which conclusions can be drawn with regard to the vertical structure of pressure phenomena in middle latitudes.

**Résumé.** L'étude suivante porte sur la variation interdiurne de la pression au niveau des surfaces isobares standard, calculée pour un certain réseau de points des cartes dressées par la Seewarte de Hambourg, et cela pour le premier semestre de 1943. La géographie et la marche annuelle de cette variation de pression montrent une grande analogie des phénomènes de l'atmosphère libre avec ceux observés au sol. Toutefois la variation interdiurne de pression augmente fortement avec l'altitude jusqu'à la surface de 225 mb., puis diminue rapidement dans la stratosphère. La variation interdiurne de la température (topographie relative de la couche de 500/1000 mb) présente la même régularité de distribution géographique et de marche annuelle.

Sur la base de profils calculés pour les altitudes moyennes des surfaces isobares standard, on montre aussi qu'il existe une étroite relation entre l'inclinaison des surfaces isobares et la variation interdiurne de la pression, et que celle-ci est un facteur actif des variations diurnes de la pression.

Des recherches ultérieures auront pour objet de comparer les variations de pression et de température au niveau du sol et dans la troposphère supérieure ou dans la stratosphère; on en tirera des conclusions concernant la structure verticale des processus de pression des latitudes moyennes.

## Einleitung.

Den Anstoß zu vorliegender Untersuchung hat die Frage nach dem Woher der täglichen Druckänderungen am Boden gegeben. Damit verbunden sind auch die Fragen, welchen Vorgängen im Druckgeschehen eine größere Bedeutung beizumessen sei, jenen in der Stratosphäre oder jenen in der unteren Troposphäre, und wie sich die Vorgänge unten und oben gegenseitig beeinflussen. Es wird versucht, auf synoptisch statistischem Wege bestimmte Beziehungen zwischen den Vorgängen am Boden und solchen an der Stratosphärengrenze bzw. in der Stratosphäre selbst zu finden und aufzuzeigen. Der Hauptzweck soll hierbei sein, in groben Zügen Gesetze und Andeutungen solcher aufzusuchen, während auf Genauigkeit der Zahlen als solche weniger Wert gelegt wird.

Im ersten Teil finden die Berechnungen und Ergebnisse von Diplomarbeit [7] und Dissertation [8] des Verfassers Verwendung, die noch ergänzt und erweitert werden. Eine Arbeit von H. Hoinkes [4], die 1950 in dieser Zeitschrift erschienen ist, wurde ebenfalls berücksichtigt und verwertet.

Während sich jedoch die Diplomarbeit des Verfassers und die Arbeit von Hoinkes auf die Vorgänge der unteren Troposphäre bezogen, wird die Untersuchung hier direkt auf das Druckgeschehen der oberen Troposphäre und der Stratosphäre selbst erstreckt.

Die geeignetste Unterlage bildeten die Karten der Hamburger Seewarte. In der Diplomarbeit wurden für das Winterhalbjahr 1937/38 drei Elemente bearbeitet: der Druck am Boden $p$, die Höhe der 500 mb-Fläche $H_{500}$ und die Höhe der 500 über der 1000 mb-Fläche $h$ als Maß der Temperatur der Zwischenschicht. Hier werden die Monate Januar bis Juni 1943 untersucht. Nur für den N—S-Schnitt in 10° östl. L. werden auch die Monate Juli bis Dezember 1943 verwertet. Zu den drei oben erwähnten Elementen $p$, $H_{500}$ und $h$ kommen noch die Höhe der 225 mb-Fläche $H_{225}$ und die Höhe der 96 mb-Fläche $H_{96}$ hinzu.

An Stelle von Daten bestimmter Aufstiegsorte wurden die Werte der Schnittpunkte jedes fünften Längen- und Breitenkreises aus den Seewartekarten interpoliert. Da aber, wie sich herausstellte, die Gegensätze im Alpenraume besonders groß sind, wurden für dieses Gebiet noch zusätzlich die Diagonalschnittpunkte von je vier Punkten des Netzes mit einbezogen (Punkte $A$ bis $K$, Abb. 1). Es ergeben sich somit zusammen 78 Punkte, für die die Werte der fünf erwähnten Elemente bearbeitet wurden.

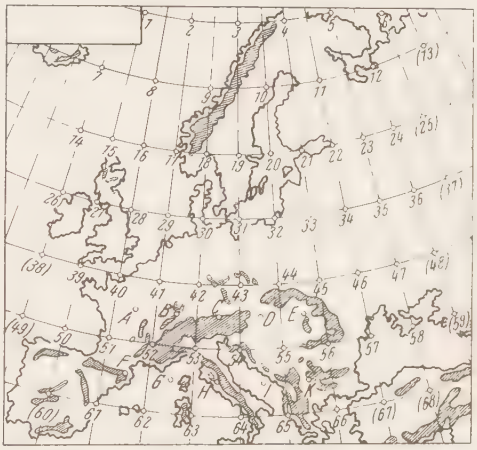


Abb. 1. Lageplan der Punkte für die Auswertung. (Für die eingeklammerten Randpunkte wurden keine Werte von $H_{96}$ berechnet.)

Die Veröffentlichung der Karten der 96 mb-Fläche durch die Hamburger Seewarte erfolgte in kleinerem Maßstabe und in etwas reduziertem Ausschnitt. Die Randpunkte (in Abb. 1 in Klammern) waren daher sehr unzuverlässig und wurden deshalb für diese Höhe in die Untersuchung nicht mit einbezogen.

Die Änderungen der fünf Elemente von einem zum anderen Tag werden im folgenden durch ein vorgesetztes „$d$" gekennzeichnet, also: $dp$, $dH_{500}$ - interdiurne Änderungen von $p$, $H_{500}$ usw. Verwechslungen mit den Differentialen können nicht vorkommen. Ferner bedeuten:

$H_{1000}$ = die Höhe der 1000 mb-Fläche,
gdm = geodynamische Meter,
ddm = geodynamische Dekameter,
i. V. = interdiurne Veränderlichkeit,
St. I. Fl. = Standardisobarenfläche [6].

## I. Die Standardisobarenflächen (St. I. Fl.) (1000-, 500-, 225- und 96 mb-Fläche).

In Tabelle 1 sind die mittleren Verhältnisse der „Standardisobarenflächen" (Höhe, Abstände, Druck- und Temperaturstufen) angeführt.

Tabelle 1. *Die Standardisobarenflächen. Größen und Verhältnisse.*

| | St. I. Fl. rel. Top. | 1000 | 500/1000 | 500 | 225/500 | 225 | 96/225 | 96 | Einheit |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | rel. Top. $h_0$ für $T_m = 0°$ C | | 5433 | | 6258 | | 6676 | | g\|dm |
| 2 | $dH$ für $dT_m = 1°$ C | | 20 | | 23 | | 24,5 | | g\|dm |
| 3 | Differenz: Zeile 1 — 5320 gdm | | 113 | | 938 | | 1356 | | g\|dm |
| 4 | $T_m$ von $h$ | | — 5,6 | | — 41 | | — 55 | | °C |
| 5 | $dH$ für $dp = 1$ mb, $T = 0°$ C | 7,8 | | 15,7 | | 34,8 | | 81,2 | g\|dm |
| 6 | $T_m$ in der Höhe $H$ (Berlin [6]) | 8,6 | | — 21,5 | | — 55,0 | | — 55,4 | °C |
| 7 | $dH$ für $dp = 1$ *mb*, $T = T_m$ | 8,0 | | 14,5 | | 27,9 | | 65,0 | g\|dm |
| 8 | $H$ abs. Top. (Berlin [6]) | 122 | | 5549 | | 10984 | | 16429 | m |
| 9 | $h$ Mittel 1942/44 (Berlin [6]) | | 5310 | | 5340 | | 5330 | | g\|dm |
| 10 | $\varrho$ Dichte (Berlin [6]) | 1,25 | | 0,73 | | 0,36 | | 0,16 | kg/m³ |
| 11 | $dp_0/dp$ (St. I. Fl.) für $T = 0°$ C | 1,0 | | 2,0 | | 4,4 | | 10,4 | |
| 12 | $dp_0/dp$ (St. I. Fl.) für $T = T_m$ | 1,0 | | 1,8 | | 3,5 | | 8,1 | |
| 13 | $dp_0/dp$ adiab. (HAURWITZ [3]) | 1,0 | | 1,7 | | 2,9 | | 5,0 | |
| 14 | $\varrho_0/\varrho$ | 1,0 | | 1,7 | | 3,5 | | 7,8 | |

die nach Beobachtungen in Berlin mit der barometrischen Höhenformel berechnet wurden und eine Vorstellung von der Größe der Durchschnittswerte in Mitteleuropa vermitteln sollen. Im Jahresmittel kann der Abstand der St. I. Fl. voneinander in Berlin zu 5320 gdm angenommen werden [*6*]. Aus der Differenz dieses Wertes gegen die Werte der Zeile 1 berechnen sich mit Hilfe der Temperaturstufen die Mitteltemperaturen der einzelnen Schichten $h$ (Zeile 4). Aus den statistisch ermittelten Temperaturen der St. I. Fl. für Berlin in Zeile 6 ([7], Tabelle 15) lassen sich die mittleren Druckstufen für die wahren Temperaturen berechnen (Zeile 7).

## II. Reduktion von Druckänderungen auf gleiches Niveau.

Wird die barometrische Höhenformel nach $p$ und $T$ differenziert, dann ergibt sich geordnet nach den Änderungen des Druckes:

$$dp = \frac{p}{p_0}\, dp_0 + \frac{g\, p\, h}{R\, T_m{}^2}\, dT_m.$$

Es sollte sich also eine Druckänderung in der Vertikalen im Verhältnisse der Drucke selbst übertragen, wenn gleichzeitig die Temperatur konstant gehalten wird ($dT_m = 0$); so müßte z. B. einer Druckänderung in der Höhe der 225 mb-Fläche von 1 mb eine solche von 4,4 mb am Boden ent-

sprechen. Die Erfahrung zeigt nun, daß in der Regel eine solche Übertragung nicht vorkommt, gewöhnlich jede Druckänderung mit gleichzeitigen erzwungenen Temperaturänderungen[1] verbunden ist, und zwar vor allem dann, wenn es sich um Druckänderungen größerer Höhen handelt, die nach unten übertragen werden. Diese adiabatischen, also unmittelbar mit dem Druckgeschehen zusammenhängenden Temperaturänderungen schwächen letztere ab, sie wirken demnach dem ursprünglichen Vorgang entgegen. — Abb. 2 unterste Kurve zeigt die Sollwerte nach obiger Formel unter Voraussetzung einer isothermen Atmosphäre von 0° C, wenn man als Ausgangswert die mittlere interdiurne Druckveränderlichkeit am Boden (= 5,8 mb im 1. Halbjahr 1943) zugrunde legt. Berücksichtigt man jedoch die jeweiligen wahren Mitteltemperaturen (Tabelle 1, Zeile 6), so bekommt man eine Kurve (Abb. 2, fein gestrichelt), die höher liegt als erstere, die Abnahme der Druckänderungen ist geringer, als sie dem vorgenannten Verhältnisse der Drucke selbst entsprechen würde. — Wird nun noch angenommen, daß mit jeder Druckänderung eine erzwungene, gleichgerichtete adiabatische Temperaturänderung verbunden ist, die die Druckänderung abschwächt, dann kommt man zu der strichpunktierten Kurve der Abb. 2 (Tabelle 1, Zeile 13, nach Hauerwitz [3 b]).

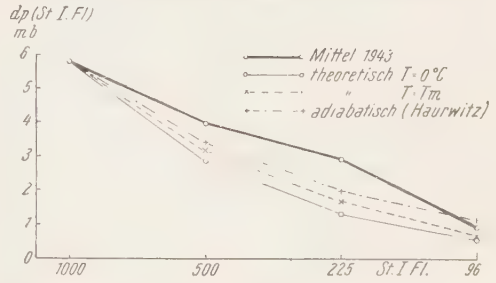



Abb. 2. Theoretische und wahre Abnahme der interdiurnen Veränderlichkeit des Druckes mit der Höhe (Werte in mb). Ausgangswert ist das Halbjahresmittel 1943 der i. V. von $dp = 5{,}8$ mb.

Eine solche erzwungene adiabatische Temperaturänderung setzt aber schon mehr oder weniger voraus, daß eine Übertragung der Druckänderungen von oben nach unten erfolgt, denn jede Massenänderung in der Höhe wird mit derartigen Temperaturänderungen des Luftpolsters darunter verbunden sein, während umgekehrt eine Massenänderung in Bodennähe ein Heben oder Senken der Luftschichten darüber bewirken kann, ohne notwendige Temperaturänderungen.

Mit eine Aufgabe meiner Untersuchungen ist es jedoch, festzustellen, ob die bodennahen oder die stratosphärischen (demnach die „hohen") Druckänderungen von größerer Bedeutung oder sogar die „ursächlichen" sind. Man kann daher nicht gut von vornherein annehmen, daß eine Übertragung vorwiegend von oben nach unten erfolgt. Umgekehrt jedoch kann man diese Tatsache, daß „hohe" Druckänderungen eher mit abschwächenden Temperaturänderungen verbunden sind als „niedrige", als Hinweis verwenden, daß es sich bei besonders geringer Abnahme der Druckveränderlichkeit mit der Höhe eher um „hohe" Druckänderungen

[1] Von äußerer Wärmezufuhr (Advektion oder Strahlung) wird hier zunächst vollkommen abgesehen.

Tabelle 2. *Die interdiurne Veränderlichkeit des Druckes in verschiedenen Zeiträumen und Gebieten. Vergleiche mit früheren Arbeiten. (Werte in mb).*

| | BAHR [1] | | WAGNER [9] | SCHEDLER [5] | HAURWITZ | | | Verfasser 1937/38 [7] | | HOINKES [4] | 1. Halbjahr 1943 | | | Jahresmittel 1943 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | | [3a] | [3b] | [3c] | | | | [8] | [8] | | |
| | Europa | Wien | Wien | Europa | Europa | USA | Boston | Europa | Wien | Europa | Wien | Europa | 10° E | 10° E |
| $dp$ . . . . . | $\approx 5{,}0$ | 4,3 | 4,1 | 4,5 | 5,3 | 4,9 | 7,2 | 5,9 | 5,2 | 5,0 | 4,8 | 5,8 | 5,9 | 5,4 |
| $dH_{500}$ . . . . . | | | | 3,9 | 4,3 | 4,6 | 5,0 | 4,9 | 4,1 | 4,2 | 3,5 | 4,0 | 4,1 | 3,9 |
| $dH_{225}$ . . . . . | | | | 3,7 | 3,9 | 4,5 | 4,8 | | | | 2,3 | 2,9 | 2,9 | 2,9 |
| $dH_{96}$ . . . . . | | | | $< 1{,}6$ | 2,4 | 2,2 | 2,3 | | | | 0,7 | 1,0 | 0,9 | 0,9 |

Anmerkung zu Tabelle 2: Die Werte für Wien für 1937/38 und 1943 wurden aus dem Punktenetz interpoliert, sind also keine Ortswerte, u. zw. 1937/38 aus Punkten 43 und 54, 1943 aus Punkten $D$ und 43 (Abb. 1).

handeln muß als bei starker Abnahme der i. V., wenn man davon absehen kann, daß advektive oder strahlungsbedingte Temperaturänderung, Kondensation oder Niederschlagsausfall eintritt. Aus diesem Grunde wurde bei den folgenden Berechnungen und Gegenüberstellungen der Druckänderungen in verschiedenen Niveaus die Reduktion ohne Berücksichtigung adiabatischer Temperaturänderungen, also nach Zeile 11 der Tabelle 1, im Verhältnisse der Drucke in der Höhe der St. I. Fl. selbst vorgenommen. Selbstverständlich wurden direkte Umrechnungen von mb in gdm nach Zeile 7 der Tabelle 1 durchgeführt.

## III. Die interdiurne Veränderlichkeit (i. V.) des Druckes über Europa im ersten Halbjahr 1943.

Aus den Werten der zusammen 78 Punkte wurden als erstes die Differenzen des Druckes (bzw. der Höhen der St. I. Fl.) und der Temperatur (rel. Topogr. der 500/1000 mb-Fläche) von einem zum anderen Tage berechnet. Die Mittelwerte[1] der i. V. des Druckes (Tabelle 2, letzte vier Spalten) zeigen, daß im Durchschnitt die Abnahme der i. V. des Druckes in keiner Weise nach den genannten Formeln verlaufen. Dies ist aus Abb. 2 noch viel deutlicher zu erkennen (stark ausgezogene Linie). Die Kurven der „Soll"werte, ausgehend von der i. V. am Boden (5,8 mb), liegen beträchtlich unter den wahren Werten. Die i. V. des Druckes sinkt bis zur Höhe der 225 mb-Fläche erst auf die Hälfte (statt auf ein Viertel), nimmt dann aber rasch bis unter 1 mb in

[1] Die Europamittel wurden aus den 68 Netzpunkten gebildet, Punkte $A$ bis $K$ nicht einbezogen (vgl. Abb. 1).

der Höhe der 96 mb-Fläche ab. Eine stärkere Abnahme der Druckveränderlichkeit ist also erst innerhalb der Stratosphäre zu verzeichnen, worauf schon in früheren Arbeiten (z. B. SCHERHAG [6]) mehrfach hingewiesen wurde.

Die beiden letzten Spalten der Tabelle 2 geben die Mittelwerte eines Schnittes in 10° östl. Länge an (Abb. 1, Punkte 3, 9, 18, 30, 42, 53 und 63). Das Halbjahresmittel (Monate Januar bis Juni 1943) weicht vom Europamittel nur sehr wenig ab. Es kann dieser Schnitt also als repräsentativ für die Europawerte gerechnet und dementsprechend die letzte Spalte der Tabelle (ganzjähriges Mittel 1943) als Mittelwert des ganzen Kartenausschnittes gewertet werden.

Meinen Mittelwerten sind die Ergebnisse früherer Arbeiten gegenübergestellt. Die Abweichungen in den Ergebnissen sind ganz wesentlich. So variiert die i. V. des Bodendruckes von $dp = 4{,}1$ mb in Wien nach Berechnungen A. WAGNERS bis zum höchsten Wert von $dp = 7{,}2$ mb über Boston nach HAURWITZ. Doch selbst für ein und dasselbe Gebiet, z. B. Wien oder im Mittel Europas gehen die Werte weit auseinander. In größeren Höhen scheint die Übereinstimmung eine bessere zu sein, doch übertrifft auch da Boston alles andere. Schon HAURWITZ führte dies auf die besondere geographische Lage dieses Ortes zurück. Doch machen sich ebenso jahreszeitliche Unterschiede geltend. Auf die genaueren Ursachen soll nun in den folgenden Abschnitten näher eingegangen werden.

## 1. Die interdiurne Veränderlichkeit des Druckes am Boden.

### *a) Die Abhängigkeit von der geographischen Lage (Breiteneffekt und Land-Meer-Einfluß).*

Die i. V. des Druckes am Boden ($dp$) und ihre mittlere geographische Verteilung über Europa ist seit BAHRS [1] Untersuchung bekannt. Die diesbezüglichen Ergebnisse der jüngst erschienenen Arbeiten von HOINKES [4] sowie der Diplomarbeit des Verfassers [8 a] stimmen damit weitgehendst überein. Man kann sie kurz in folgende Sätze kleiden: Die i. V. von $p$ nimmt in gemäßigten Breiten (40 bis 60°) von S nach N zu, in höheren Breiten (60 bis 70° N) dagegen neuerlich ab. Die i. V. von $p$ nimmt mit wachsender Entfernung vom Meere ab, dies besonders während der wärmeren Jahreszeit[1]. Das Maximum der i. V. liegt im Raume Island bis Labrador. Der Wert von 9 mb über Island im ersten Halbjahr 1943 entspricht allerdings den Winterwerten BAHRS. Die niedrigste Druckveränderlichkeit in diesem Zeitraume befindet sich über den Balearen mit 2,9 mb (Winter 1937/38 4,1 mb), das Maximum (Island) ist demnach etwa dreimal so hoch wie das Minimum.

Die Abnahme der i. V. landeinwärts ist 1943 gut ausgeprägt, tritt jedoch gegenüber der Breitenabhängigkeit stark in den Hintergrund. Die

[1] Dieser Satz führt zu der Behauptung in [2, S. 273], daß die Druckveränderlichkeit am Boden der Temperaturveränderlichkeit entgegenläuft, da letztere zum Kontinent zunimmt. Daß dies für die rel. Topographie der 500/1000 mb-Fläche nicht zutrifft, wird später noch gezeigt.

größten diesbezüglichen Unterschiede finden sich in etwa 55 bis 65° N (über dem Kontinent etwa 2 mb tiefer als über dem Meer). Weiter im S sind die zonalen Unterschiede geringfügig.

Bedeutendere Abweichungen zu Bahr ergeben sich 1943 nur in der Zone maximaler i. V., also in etwa 65° Breite mit einem Maximum über Island (+ 2 mb), eine sekundäre maximale Abweichung über Finnland (+ 1,7 mb). Nur zum Teil kann dies darauf zurückgeführt werden, daß es sich hier um die kältere Jahreshälfte handelt, weshalb überhaupt eine durchschnittlich positive Abweichung vom langjährigen Mittel in Erscheinung tritt (Europamittel: + 0,7 mb). Auch bei Hoinkes (ganzjähriges Mittel 1938) sind die Abweichungen im Raume Island bis Südskandinavien größer (+ 0,6 mb).

Betont sei hier noch die erhöhte Druckveränderlichkeit in der Poebene sowie der neuerliche Anstieg der Werte im Raume der Ostsee (Winter 1937/38 sogar ein sekundäres Maximum), Erscheinungen, die bei allen erwähnten Arbeiten und selbst im zehnjährigen Mittel Bahrs zum Ausdruck kommen.

*b) Der Jahresgang der interdiurnen Veränderlichkeit des Druckes am Boden.*

Die typischen Merkmale des Jahrganges der i. V. des Bodendruckes in verschiedenen geographischen Lagen zeigen deutlich einige charakteristische Punkte (vgl. Abb. 3)[1]. Die stärksten Unterschiede vom Winter zum Sommer weist Punkt 7, östlich Island, auf. Es ist dies gerade jenes Gebiet, das auch im Mittel das Maximum der i. V. von $p$ hat. Der höchste Wert im Februar (14,8 mb) ist fast dreimal so hoch als das Minimum im Juni (5,1 mb). Umgekehrt zeigt Punkt 62 (Balearen) mit der geringsten mittleren i. V. auch die flachste Jahreswelle. Die Jahresschwankung (Maximum—Minimum) beträgt dort nur 2 mb, gegenüber von 9,7 mb bei Punkt 7.

Bestimmend für die starken Unterschiede im Jahresgang scheint also die Intensität der i. V., somit wieder der Breiteneinfluß zu sein. Dies erkennt man aus den Tabellen 3 und 4. Das Maximum — 7,9 mb im Halbjahresmittel, bzw. 7 mb im Jahresmittel des Schnittes in 10° E — findet sich in 65° N. Auch bei den einzelnen Monatsmitteln liegt das Maximum zum Großteil in diesen Breiten, das Minimum fast durchwegs in 40° N. Die Amplitude der Jahresschwankung beträgt in hohen Breiten 7,1 (bzw. 8,9) mb, im S hingegen nur 2,6 mb. Im Verhältnisse der Extreme zueinander kommen diese Unterschiede nicht zur Geltung, da die Bodendruckveränderlichkeit im Sommer im N noch um ein Beachtliches höher liegt als in niedrigen Breiten. So ist das Wintermaximum im N nur etwa zweieinhalbmal, im S zweimal so groß wie das Minimum.

Wohl die auffälligste Erscheinung der Abb. 3 ist die Tatsache, daß, während im Winter bei allgemein hoher i. V. von $p$ auch die Unterschiede

[1] Ein Vergleich der Mittelwerte des ersten Halbjahres 1943 zeigt wiederum deutlich, daß der Schnitt in 10° E die mittleren Verhältnisse Europas ziemlich gut wiedergibt.

zwischen S und N am größten sind, sich im Sommer die Monatsmittel der verschiedenen Punkte immer mehr dem gemeinsamen Mittel nähern.

*c) Die Trennung der positiven und negativen Druckänderungen.*

Eine Trennung der positiven von den negativen Druckänderungen läßt erkennen, daß die Intensität der positiven $dp$ im Mittel etwas höher ist (6,4 mb) als die der negativen (6,0 mb). Erwähnenswert ist die Verschiebung des Maximums von Island gegen Norwegen bei den $+dp$ sowie ein schwaches sekundäres Maximum der $-dp$ im ukrainischen Raume.

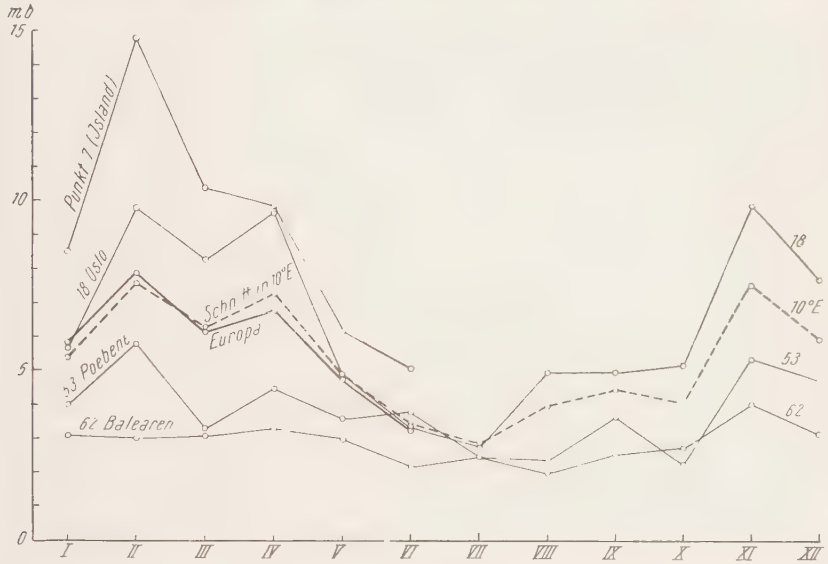
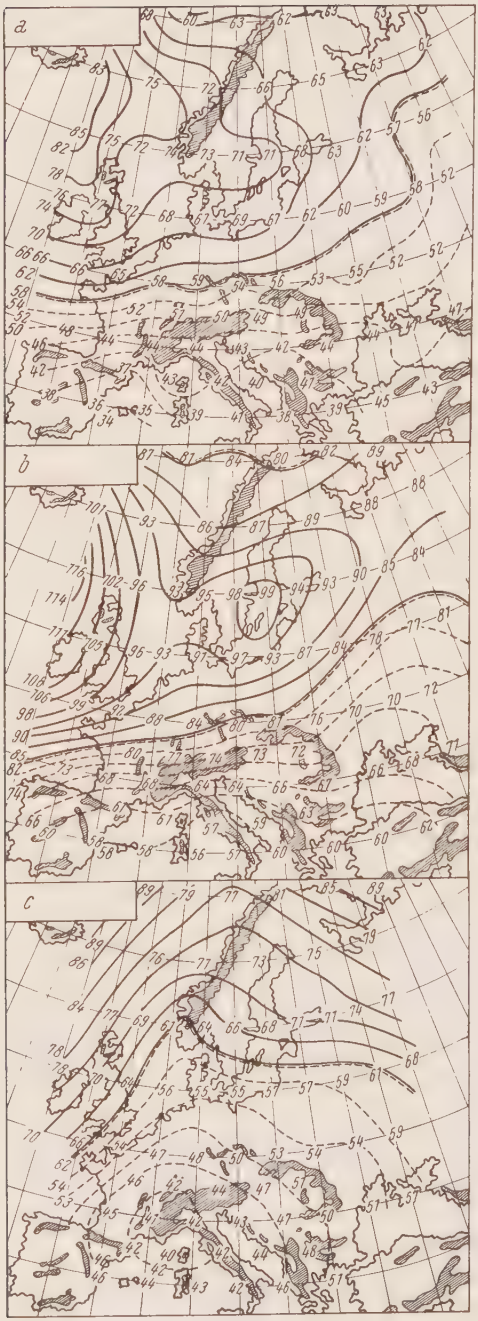



Abb. 3. Jahresgang der interdiurnen Veränderlichkeit des Bodendruckes in verschiedener geogr. Lage (Werte in mb).

Entgegen der Annahme von Hoinkes weist 1943 das Verhältnis der $+dp/-dp$ keine Land-Meer-Abhängigkeit auf (vgl. [4] Seite 254), viel eher noch einen Breiteneinfluß, mit einem Maximum des Verhältnisses nördlich des Alpen-Karpatenbogens zwischen 55 und 60° Breite. Hier haben die positiven Druckänderungen eine größere Intensität, sind aber von kürzerer Dauer als die negativen.

In der zweiten Jahreshälfte 1943 (Schnitt in 10° E) überwiegen im Mittel die negativen $dp$ (das mittlere Verhältnis $+dp/-dp$ beträgt 0,93!), die positiven Druckänderungen sind von längerer Dauer und geringerer Intensität. Auch im Winter 1937/38 war ein solches Überwiegen der $-dp$ festzustellen.

Aus der Verschiedenheit der Ergebnisse der einzelnen Arbeiten ([4], [7] und [8]) ist also zu entnehmen, daß das Verhältnis $+dp/-dp$ Schwankungen unterworfen ist, die sich nicht einfach in Gesetze zwingen lassen.




## 2. Die interdiurne Veränderlichkeit des Druckes in der freien Atmosphäre.

### *a) Breitenabhängigkeit und Land-Meer-Einfluß.*

Es war von vornherein anzunehmen, daß die i. V. des Druckes in der freien Atmosphäre bestimmte Parallele zur i. V. des Druckes am Boden aufweisen würde. Dies wird auch durch die Untersuchung des Winterhalbjahres 1937/38 sowie von Hoinkes für die i. V. der 500 mb-Fläche bestätigt. — Auch ein Vergleich mit den Abbildungen 4 *a*—*c* zeigt die Ähnlichkeit der Verteilung der i. V. der Größen $H_{500}$, $H_{225}$ und $H_{96}$ mit der i. V. des Druckes am Boden ([*4*], [*7*] und [*8*]). In allen Höhen ist der Breiteneinfluß dominierend. Die i. V. von $H_{96}$ nimmt nach N bis in die höchsten erfaßten Breiten (70° N) ständig zu. In der Troposphäre verschiebt sich hingegen die Zone maximaler i. V. mit zunehmender Höhe nach S. Dadurch drängen sich die Isolinien der 500- und 225 mb-Fläche zwischen 45° und 50° N besonders stark (Alpen, Karpaten-Raum).

Im Verhältnis zu der mittleren i. V. selbst ist die Breitenabnahme in der freien Atmosphäre geringer als am Boden. Das Verhältnis Maxi-

Abb. 4. Die interdiurne Veränderlichkeit des Druckes in der freien Atmosphäre im ersten Halbjahr 1943 (Werte in gdm), *a* in der Höhe der 500 mb-Fläche, *b* in der Höhe der 225 mb-Fläche, *c* in der Höhe der 96 mb-Fläche.

mum/Minimum beträgt am Boden 3,1, für $dH_{500}$ 2,4 (Maximum über Island 85 gdm, Minimum über Spanien 35 gdm), für $dH_{225}$ 2,1 (Maximum NW von Schottland 116 gdm, Min. Korsika 40 gdm) und für $dH_{96}$ 2,2.

Nach Hoinkes ([4], Abb. 21) bildet die Zone maximaler i. V. in der Höhe der 500 mb-Fläche einen geschlossenen Gürtel um die ganze Nordhalbkugel. 1943 ist der Land-Meer-Einfluß so stark ausgeprägt, daß man nur annehmen kann, daß es sich um einzelne Zellen maximaler i. V. handelt, die sich in zirka 60° Breite um die Nordhalbkugel ziehen.

Die Abnahme der i. V. landeinwärts ist in der freien Atmosphäre besser zu erkennen als am Boden. In der Stratosphäre scheint sie im Mittel zu fehlen (doch siehe nächsten Abschnitt). Dagegen ist dort das geschlossene Minimum der Druckveränderlichkeit im Mittelmeerraume auffällig. Dies ist auch im zweiten Halbjahre 1943 (Schnitt in 10° E) zu erkennen (Tabelle 4). Wieweit dies nur eine jahresbedingte Erscheinung ist, könnte erst eine Untersuchung eines größeren Zeitabschnittes ergeben.

### *b) Der Jahresgang der interdiurnen Veränderlichkeit in der freien Atmosphäre.*

Der enge Zusammenhang der Druckveränderlichkeit am Boden mit der gesamten Troposphäre, zum Teil auch mit der Stratosphäre ist aus dem Vergleich der Monatsmittel noch besser zu ersehen als aus den Gesamtmitteln (vgl. Tabelle 3, die jeweils letzten Zeilen). Die charakteristischen Besonderheiten in den einzelnen Monaten sowie die Abweichungen von der normalen (durchschnittlichen) Verteilung zeigen sich in allen Höhen in ähnlicher Weise, besonders deutlich aber bei Monaten mit großer i. V. (Februar bis April). Die Jahresgänge verlaufen im Mittel von ganz Europa in den verschiedenen Höhen weitgehend parallel. Die mittlere i. V. von $H_{225}$ ist etwa doppelt so groß wie die von $H_{1000}$; die Mittelwerte von $dH_{500}$ liegen dazwischen, aber etwas näher der i. V. der 1000 mb-Fläche. Etwas steiler ist der Abfall der i. V. der 96 mb-Fläche vom Winter zum Sommer. Ihre mittlere Größe entspricht aber etwa der der 500 mb-Fläche. Das Verhältnis der Maxima zu den Minima ist auch im Jahresgang am Boden größer als in der freien Atmosphäre, die Amplitude nimmt aber entsprechend der bedeutend höheren i. V. mit der Höhe zu.

Auch Monatskarten[1] der i. V. der Höhe der verschiedenen St. I. Fl. lassen den engen Zusammenhang der Druckveränderlichkeit aller Höhen deutlich in Erscheinung treten. Die Abweichungen der Karten der einzelnen Monate von den Abbildungen 4 *a*—*c* zeigen sich jeweils in allen Höhen in gleicher Weise. Es scheint also, daß die ganze Troposphäre und auch die untere Stratosphäre von den 24-stündigen Druckänderungen in der gleichen Art beeinflußt wird. Monate und Orte mit geringer i. V. sind in der ganzen Atmosphäre ruhig, große barometrische Unruhe zeigt sich meist an der Stratosphärengrenze in gleicher Weise wie am Boden.

Gegen den Sommer hin nimmt die i. V. in der ganzen Troposphäre ab, die Isolinien verlaufen mehr und mehr meridional, d. h. die Abnahme

[1] Diese Karten konnten hier nicht wiedergegeben werden.

Tabelle 3. *Interdiurne Veränderlichkeit der Höhe der Standardisobarenflächen und der relativen Topographie. Monatsmittel der Breiten im ersten Halbjahr 1943. (Werte in gdm.)*

| | Breite | I | II | III | IV | V | VI | Mittel | Max. Min. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $H_{1000}$ | 70° | 47 | 84 | 77 | 71 | 44 | 34 | 59 | 50 |
| | 65° | 49 | 91 | 76 | 87 | 44 | 35 | 64 | 56 |
| | 60° | 49 | 88 | 61 | 70 | 43 | 32 | 57 | 56 |
| | 55° | 50 | 67 | 49 | 56 | 44 | 27 | 49 | 40 |
| | 50° | 53 | 52 | 40 | 47 | 40 | 22 | 43 | 31 |
| | 45° | 44 | 41 | 33 | 35 | 32 | 22 | 35 | 22 |
| | 40° | 38 | 28 | 28 | 27 | 22 | 17 | 27 | 21 |
| | Mittel | 47 | 63 | 50 | 54 | 38 | 26 | 58 | 36 |
| $H_{500}$ | 70° | 52 | 76 | 76 | 64 | 59 | 53 | 63 | 24 |
| | 65° | 57 | 87 | 89 | 78 | 59 | 49 | 70 | 40 |
| | 60° | 56 | 91 | 76 | 86 | 62 | 45 | 69 | 46 |
| | 55° | 59 | 89 | 66 | 79 | 61 | 42 | 66 | 47 |
| | 50° | 56 | 77 | 51 | 65 | 58 | 44 | 58 | 33 |
| | 45° | 49 | 58 | 43 | 44 | 44 | 37 | 46 | 21 |
| | 40° | 46 | 53 | 38 | 39 | 32 | 30 | 40 | 23 |
| | Mittel | 54 | 77 | 61 | 65 | 54 | 42 | 59 | 35 |
| $H_{225}$ | 70° | 77 | 95 | 104 | 85 | 73 | 70 | 85 | 34 |
| | 65° | 83 | 104 | 109 | 98 | 84 | 67 | 91 | 42 |
| | 60° | 81 | 129 | 99 | 119 | 89 | 62 | 96 | 67 |
| | 55° | 75 | 128 | 83 | 113 | 89 | 65 | 92 | 63 |
| | 50° | 76 | 111 | 76 | 93 | 74 | 73 | 84 | 38 |
| | 45° | 73 | 83 | 67 | 67 | 58 | 69 | 69 | 25 |
| | 40° | 62 | 76 | 58 | 56 | 51 | 53 | 59 | 25 |
| | Mittel | 76 | 106 | 83 | 92 | 75 | 66 | 83 | 40 |
| $H_{96}$ | 70° | 85 | 127 | 101 | 91 | 52 | 49 | 84 | 78 |
| | 65° | 78 | 111 | 94 | 86 | 54 | 46 | 77 | 65 |
| | 60° | 78 | 95 | 83 | 79 | 57 | 38 | 72 | 57 |
| | 55° | 63 | 87 | 67 | 70 | 55 | 35 | 63 | 52 |
| | 50° | 59 | 65 | 58 | 58 | 46 | 39 | 54 | 26 |
| | 45° | 55 | 53 | 50 | 48 | 41 | 41 | 48 | 14 |
| | 40° | 48 | 54 | 39 | 46 | 41 | 46 | 46 | 15 |
| | Mittel | 66 | 83 | 69 | 68 | 50 | 41 | 63 | 42 |
| $h$ | 70° | 42 | 56 | 67 | 60 | 54 | 49 | 55 | 25 |
| | 65° | 41 | 64 | 63 | 63 | 48 | 42 | 53 | 23 |
| | 60° | 39 | 71 | 56 | 62 | 49 | 32 | 51 | 39 |
| | 55° | 43 | 69 | 52 | 59 | 45 | 32 | 49 | 37 |
| | 50° | 49 | 62 | 42 | 51 | 44 | 35 | 47 | 27 |
| | 45° | 47 | 48 | 38 | 35 | 43 | 37 | 41 | 13 |
| | 40° | 38 | 40 | 31 | 35 | 30 | 29 | 34 | 11 |
| | Mittel | 43 | 59 | 48 | 52 | 44 | 35 | 47 | 24 |

Tabelle 4. *Monats- und Jahresmittel der interdiurnen Veränderlichkeit der Höhe der Standardisobarenflächen und der relativen Topographie 500/1000 mb. Schnitt in 10° E. (Werte in gdm.)*

| | Breite | I | II | III | IV | V | VI | VII | VIII | IX | X | XI | XII | Mittel | Max. Min. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $H_{1000}$ | 70° | 42 | 93 | 68 | 67 | 50 | 34 | 29 | 38 | 42 | 61 | 75 | 72 | 56 | 55 |
| | 65° | 47 | 85 | 78 | 100 | 49 | 36 | 30 | 39 | 47 | 37 | 64 | 61 | 56 | 70 |
| | 60° | 46 | 78 | 66 | 77 | 39 | 27 | 22 | 40 | 40 | 42 | 80 | 62 | 51 | 58 |
| | 55° | 56 | 67 | 55 | 53 | 46 | 26 | 22 | 45 | 38 | 25 | 77 | 46 | 46 | 55 |
| | 50° | 53 | 52 | 30 | 48 | 39 | 27 | 19 | 32 | 38 | 24 | 60 | 35 | 38 | 41 |
| | 45° | 33 | 46 | 26 | 36 | 29 | 30 | 20 | 19 | 30 | 18 | 43 | 38 | 31 | 28 |
| | 40° | 25 | 27 | 27 | 27 | 25 | 19 | 22 | 11 | 20 | 22 | 31 | 22 | 23 | 20 |
| | Mittel | 43 | 64 | 50 | 58 | 39 | 28 | 23 | 32 | 36 | 33 | 61 | 48 | 43 | 41 |
| $H_{500}$ | 70° | 50 | 76 | 76 | 70 | 53 | 55 | 40 | 40 | 43 | 61 | 93 | 71 | 61 | 53 |
| | 65° | 55 | 94 | 90 | 88 | 60 | 47 | 40 | 42 | 48 | 64 | 90 | 88 | 67 | 54 |
| | 60° | 52 | 96 | 90 | 92 | 63 | 46 | 33 | 40 | 56 | 62 | 89 | 91 | 68 | 63 |
| | 55° | 61 | 96 | 68 | 71 | 63 | 48 | 35 | 54 | 70 | 49 | 93 | 85 | 66 | 61 |
| | 50° | 55 | 86 | 43 | 75 | 50 | 50 | 34 | 43 | 48 | 34 | 83 | 67 | 55 | 52 |
| | 45° | 43 | 59 | 39 | 46 | 37 | 43 | 44 | 30 | 35 | 32 | 46 | 59 | 43 | 29 |
| | 40° | 37 | 54 | 40 | 40 | 36 | 29 | 29 | 24 | 35 | 30 | 34 | 37 | 36 | 30 |
| | Mittel | 50 | 80 | 63 | 69 | 52 | 45 | 36 | 39 | 47 | 48 | 75 | 72 | 56 | 44 |
| $H_{225}$ | 70° | 80 | 115 | 98 | 78 | 66 | 73 | 84 | 75 | 77 | 93 | 122 | 110 | 89 | 56 |
| | 65° | 84 | 99 | 95 | 102 | 71 | 69 | 56 | 63 | 76 | 103 | 108 | 143 | 89 | 87 |
| | 60° | 78 | 132 | 99 | 110 | 89 | 65 | 57 | 62 | 112 | 101 | 116 | 129 | 96 | 75 |
| | 55° | 78 | 155 | 67 | 99 | 85 | 73 | 60 | 50 | 126 | 70 | 131 | 104 | 91 | 105 |
| | 50° | 84 | 134 | 64 | 86 | 67 | 76 | 63 | 81 | 92 | 52 | 103 | 91 | 82 | 82 |
| | 45° | 73 | 87 | 61 | 60 | 45 | 63 | 63 | 58 | 62 | 46 | 71 | 98 | 66 | 53 |
| | 40° | 48 | 72 | 61 | 59 | 48 | 51 | 48 | 53 | 50 | 51 | 57 | 64 | 55 | 24 |
| | Mittel | 75 | 113 | 78 | 85 | 67 | 67 | 61 | 63 | 85 | 74 | 101 | 105 | 81 | 52 |
| $H_{96}$ | 70° | 76 | 126 | 83 | 81 | 49 | 53 | 59 | 62 | 41 | 60 | 74 | 96 | 71 | 85 |
| | 65° | 77 | 107 | 85 | 72 | 45 | 44 | 45 | 49 | 52 | 51 | 83 | 94 | 67 | 63 |
| | 60° | 80 | 91 | 69 | 66 | 47 | 39 | 50 | 34 | 63 | 46 | 91 | 76 | 62 | 57 |
| | 55° | 58 | 80 | 54 | 66 | 44 | 29 | 43 | 37 | 64 | 48 | 89 | 66 | 56 | 60 |
| | 50° | 57 | 59 | 44 | 54 | 40 | 36 | 42 | 52 | 59 | 46 | 71 | 60 | 51 | 35 |
| | 45° | 55 | 50 | 36 | 41 | 34 | 39 | 43 | 46 | 58 | 45 | 57 | 39 | 45 | 22 |
| | 40° | 51 | 51 | 37 | 46 | 31 | 46 | 48 | 40 | 56 | 55 | 55 | 45 | 47 | 25 |
| | Mittel | 65 | 80 | 58 | 61 | 41 | 41 | 47 | 46 | 56 | 50 | 74 | 68 | 57 | 39 |
| $h$ | 70° | 38 | 51 | 58 | 54 | 62 | 52 | 45 | 35 | 42 | 48 | 65 | 56 | 51 | 30 |
| | 65° | 36 | 55 | 62 | 51 | 47 | 46 | 37 | 43 | 48 | 51 | 57 | 72 | 51 | 36 |
| | 60° | 31 | 65 | 61 | 53 | 49 | 33 | 26 | 42 | 47 | 52 | 49 | 56 | 47 | 39 |
| | 55° | 42 | 85 | 61 | 59 | 43 | 39 | 31 | 49 | 52 | 42 | 42 | 49 | 49 | 54 |
| | 50° | 58 | 69 | 43 | 58 | 38 | 43 | 33 | 50 | 47 | 35 | 47 | 50 | 47 | 36 |
| | 45° | 43 | 54 | 31 | 36 | 44 | 40 | 31 | 35 | 32 | 24 | 47 | 33 | 37 | 30 |
| | 40° | 27 | 34 | 27 | 34 | 33 | 27 | 22 | 26 | 23 | 24 | 36 | 31 | 29 | 14 |
| | Mittel | 39 | 59 | 49 | 49 | 45 | 40 | 32 | 40 | 42 | 40 | 49 | 49 | 44 | 27 |

N—S geht immer mehr in eine solche W—E über. Im Sommer kommt also in Europa der Land-Meer-Einfluß mehr zur Geltung als der Breiteneffekt und wird um so deutlicher, je mehr man sich der Stratosphäre nähert. In der Stratosphäre selbst fehlen im Winter die zonalen Unterschiede, im Sommer hingegen die meridionalen.

Auch in der freien Atmosphäre ergeben sich die gleichen Besonderheiten im Jahresgang der i. V. wie bei der i. V. des Bodendruckes (Tabellen 3 und 4). Die größten Jahresamplituden findet man in hohen Breiten und besonders in der Zone maximaler i. V. Gegen den Sommer nähern sich die Monatsmittel hoher und niedriger Breiten immer mehr dem gemeinsamen Mittelwert. In der freien Atmosphäre ist ein Jahresgang auch noch in niedrigen Breiten gut zu erkennen, während er am Boden zu fehlen scheint.

Wenn man, um die Unterschiede des Jahresganges über Land und Meer besser herauszustreichen, die Monatsmittel von je vier Punkten einerseits über dem Meer (Punkte 15, 27, 39 und 50), anderseits in gleicher Breite über dem Kontinent (Punkte 23, 35, 47 und 58) berechnet ([8], Abb. 14), so sieht man, daß der Hauptunterschied — neben der größeren i. V. über dem Meer — darin liegt, daß der Jahresgang über dem Kontinent deutlicher ist. Der Abfall gegen die wärmere Jahreshälfte ist dort besonders bei $dH_{500}$ und $dH_{225}$ bedeutend stärker. Es ist also trotz kleinerer i. V. die Amplitude des Jahresganges über Land größer als über Meer, umgekehrt also wie beim Breiteneffekt, wo die Unterschiede über dem Meer stärker hervortreten als über Land.

Die Abweichungen der i. V., die sich am Boden im Lee des skandinavischen Gebirges einerseits, im Lee der Alpen anderseits ergaben, finden sich auch in der freien Atmosphäre. Im Ostseeraum ist die i. V. selbst noch in der Stratosphäre erhöht. Im Alpengebiet macht sich der Einfluß des Gebirges vor allem durch ein Anschmiegen der Isolinien an den Alpen-Karpatenbogen bemerkbar. Irgendein jahreszeitlicher Unterschied ist nicht zu erkennen. Erwähnenswert ist hingegen, daß die Druckveränderlichkeit in Oberitalien (und im Mittelmeer) in der Troposphäre höher, in der Stratosphäre hingegen niedriger ist, als sie der Breite entsprechen würde.

Eine *Trennung* der Druckänderungen nach ihren Vorzeichen bringt für die freie Atmosphäre keine klaren Abhängigkeiten. Das geschlossene Gebiet größerer Intensität der positiven Bodendruckänderungen (Frankreich, Polen bis nordeuropäisches Rußland) wird schon in der Höhe der 500 mb-Fläche vollständig zerrissen und ist bei der 225 mb-Fläche ganz nach Westen verdrängt. Das Gebiet besonders intensiver $-dp$ im skandinavischen Raume wird zu einem solchen besonders intensiver $+dH$. Wohl ergibt sich, daß im Mittel die negativen Druckänderungen in der freien Atmosphäre stärker und von kürzerer Dauer sind als die positiven (am Boden war dies umgekehrt), doch zeigt ein Vergleich mit früheren Ergebnissen ([4], [7]) so starke Abweichungen, daß man in keiner Weise von irgendwelchen Gesetzmäßigkeiten sprechen kann.

## 3. Die Zunahme der interdiurnen Veränderlichkeit des Druckes mit der Höhe.

Auf gleiches Niveau reduziert findet innerhalb der Troposphäre im Mittel eine starke Zunahme der Druckveränderlichkeit mit der Höhe statt, und zwar beträgt diese Zunahme vom Boden bis zur 225 mb-Fläche im Halbjahresmittel 84%. Auch diese mittlere Zunahme der i. V. des Druckes hängt sehr stark von der geographischen Lage ab (Abb. 5 *a*). Sie ist in hohen Breiten bedeutend schwächer als in niedrigen — mit dem Minimum gerade in jenen Breiten, in denen das Maximum der i. V. zu finden ist — ganz entsprechend der früher erwähnten Tatsache, daß die i. V. des Druckes am Boden viel rascher nach Süden hin abnimmt als in der freien Atmosphäre. Doch ergeben sich ganz beachtliche Abweichungen von dieser Breitenverteilung besonders im Gebiete der Alpen und Karpaten. Im Lee der Alpen und über der Ukraine ist die Zunahme der i. V. mit der Höhe bis zur 225 mb-Fläche merklich kleiner als in der Umgebung. Nirgend ist jedoch die i. V. in der Höhe der 225 mb-Fläche kleiner als am Boden.

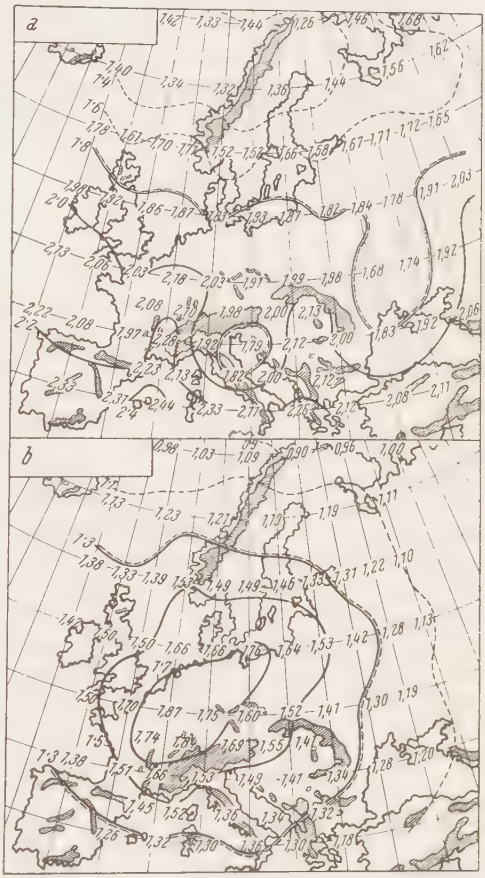



Abb. 5. Änderung der interdiurnen Veränderlichkeit des Druckes mit der Höhe. *a* Verhältnis der i. V. von $H_{225}$ zur i. V. von $H_{1000}$. *b* Verhältnis der i. V. von $H_{225}$ zur i. V. von $H_{96}$.

In der unteren Troposphärenhälfte ist die Zunahme der i. V. in 70° N am geringsten, wo zum Teil sogar eine Abnahme festzustellen ist. Die Breitenabhängigkeit zeigt sich auch hier wieder. Die stärkste Zunahme mit der Höhe findet sich in 40° N mit etwa 57%. In der Verteilung der Quotienten der i. V. der 500 mb-Fläche und der i. V. der 1000 mb-Fläche sind besonders hohe Werte im W der Alpen und der Karpaten, im E der Gebirge aber jeweils besonders niedrige Werte auffallend. Im Mittel aller Punkte ergibt sich eine Zunahme der i. V. vom Boden bis zur 500 mb-

Fläche um etwa 25%. Dagegen beträgt die mittlere Zunahme von der 500- zur 225 mb-Fläche 42%, ist also wider Erwarten bedeutend stärker als in der unteren Troposphärenhälfte. In der oberen Troposphäre finden sich die niedrigsten Werte in etwa 65° N. Zu dem Breiteneffekt kommt hier auch noch eine Zunahme vom Meer zum Land. Die Leewirkung der Alpen zeigt sich ebenfalls in einem verhältnismäßig geringen Anstieg der i. V. mit der Höhe.

In der Stratosphäre nimmt die i. V. mit der Höhe wieder ab. Wie Abb. 5 *b* zeigt, ist diese Abnahme mit der Höhe in einem geschlossenen Gebiet mit dem Zentrum über den Niederlanden am größten. Aus der Art der Verteilung in Abb. 5 *b* und aus den Abb. 4 *b* und *c* aber ist zu entnehmen, daß in noch höheren Breiten die i. V. des Druckes in der Höhe der 96 mb-Fläche jene in der Höhe der 225 mb-Fläche übertrifft.

Zum Vergleich seien hier auch die Jahresmittelwerte der besprochenen Verhältnisse für den Schnitt in 10° E wiedergegeben:

| Geogr. Breite | 70 | 65 | 60 | 55 | 50 | 45 | 40° N | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $dH_{225}/dH_{1000}$ | 1,62 | 1,60 | 1,86 | 1,97 | 2,17 | 2,15 | 2,41 | 1,89 |
| $dH_{225}/dH_{96}$ | 1,25 | 1,34 | 1,52 | 1,62 | 1,60 | 1,45 | 1,18 | 1,42 |

Die Werte sind durchschnittlich etwas höher als die Halbjahresmittel, zeigen aber eine ähnliche Verteilung. Die Ursache der Abweichung liegt im Jahresgang. Im Sommer ist die Zunahme mit der Höhe in der Troposphäre bzw. die Abnahme in der Stratosphäre bedeutend stärker als in der kalten Jahreszeit. Auch hier zeigen sich (Tab. 5) recht deutliche Unterschiede der beiden Troposphärenhälften sowie der Stratosphäre. In der kalten Jahreshälfte ist die Zunahme in der unteren Troposphäre, die Abnahme in der Stratosphäre klein, im Sommer jedoch groß. Die obere Troposphärenhälfte hingegen weist hierin fast keinen Jahresgang auf.

Die geographische Verteilung der Monatswerte der Verhältniszahlen $dH_{225}/dH_{1000}$ ist in allen Monaten im allgemeinen der in Abb. 5 *a* dargestellten charakteristischen Verteilung sehr ähnlich. Wohl weichen die einzelnen Monatsmittel recht stark voneinander ab, die Breitenabhängigkeit bleibt jedoch immer erhalten. Der starke Anstieg der Werte vom Winter zum Sommer ist ebenso in hohen wie in niedrigen Breiten vorhanden. Im einzelnen ergibt sich eine Zunahme bis zum viereinhalbfachen Wert der i. V. des Bodendruckes (Juni, Spanien und Golf von

Tabelle 5. *Die Änderung der interdiurnen Veränderlichkeit des Druckes mit der Höhe (Europamittel).*

| Verhältnis der i. V. im Niveau der St. I. Fl. | I | II | III | IV | V | VI | Mittel |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 500/1000 | 1,13 | 1,20 | 1,20 | 1,20 | 1,40 | 1,53 | 1,25 |
| 225/500 | 1,41 | 1,38 | 1,39 | 1,40 | 1,37 | 1,61 | 1,42 |
| 225/1000 | 1,60 | 1,66 | 1,68 | 1,68 | 1,92 | 2,47 | 1,84 |
| 96/225 | 0,88 | 0,79 | 0,81 | 0,75 | 0,69 | 0,63 | 0,76 |

Biscaja). Im Norden beträgt die i. V. von $H_{225}$ das Eineinhalb- bis Zweifache der Werte am Boden.

Für das Verhältnis der $dH_{225}/dH_{1000}$ bringt die Trennung der Vorzeichen einige stärkere Gegensätze. Besonders auffällig ist ein Maximum mit Werten $-dH_{225}/-dH_{1000} > 2{,}2$ nördlich des Alpen-Karpatenbogens von Frankreich bis Rußland. In diesem Gebiet ist die Abschwächung „hoher" Druckabnahme oder umgekehrt die Zunahme vom Boden bis zur Stratosphäre besonders stark, während im skandinavischen Raume gerade bei Druckabnahme die Übereinstimmung oben mit unten besonders gut ist. Bei Druckzunahme hingegen ist wiederum die Leewirkung (Oberitalien $+dH_{225}/+dH_{1000} = 1{,}6$ im Mittel) besonders gut ausgeprägt.

## IV. Die interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur der unteren Troposphärenhälfte.

In gleicher Weise wie bei der i. V. des Druckes überwiegt auch bei der Verteilung der i. V. der Temperatur der unteren Troposphäre im europäischen Raume der Breiteneffekt. Nach einer allgemeinen Zunahme gegen Norden ist eine neuerliche Abnahme nördlich 65° Breite zu erkennen, was auch schon im Winterhalbjahr 1937/38 festgestellt werden konnte. Im Jahresmittel 1938 [4] hingegen war schon ab 55° Breite keine Zunahme der i. V. mehr vorhanden. 1943 variieren die Werte von zirka 55 gdm (etwa 2,8° C) im Norden (65° N) bis unter 30 gdm (zirka 1,5° C) (40° N) im Süden, welch letzterer Wert beträchtlich unter dem Jahresmittel 1938 gleicher Breiten liegt. Das stärkste Gefälle der i. V. findet sich im Alpenraume.

Ein Land-Meer-Einfluß ist nicht festzustellen. Nördlich 50° steigen wohl die Werte zunächst von W nach E bis Rußland an, fallen dann aber rasch wieder ab.

Recht auffallend ist 1943 ein Maximum der i. V. von $h$, das sich von NE über die Kolahalbinsel, den Ostseeraum bis hinunter zu den Alpen zieht. Ein ähnliches, wenn auch nicht so stark ausgeprägtes Maximum fand sich auch im Winter 1937/38.

Im großen und ganzen variiert die geographische Verteilung der i. V. von $h$ in den verschiedenen Zeitabschnitten (1937/38, Jahresmittel 1938, erstes und zweites Halbjahr 1943) weit mehr als die Druckveränderlichkeit. Diese Abweichungen können nicht allein aus der Wahl des Zeitraumes erklärt werden. Es weicht z. B. die i. V. von $h$ im Winterhalbjahr 1937/38 an vielen Punkten nur wenig von den Jahreswerten für 1938 ab, obwohl auch die i. V. von $h$, wie noch gezeigt wird, einen deutlichen Jahresgang aufweist. Im ersten Halbjahr 1943 wiederum liegt sie vor allem in niedrigen Breiten wesentlich unter dem ganzjährigen Mittel.

Auch der Jahresgang der i. V. von $h$ zeigt einen ähnlichen Verlauf wie der Jahresgang der i. V. des Druckes (Tabellen 3 und 4), nur sind die Werte etwas ausgeglichener, die Amplituden des Jahresganges nicht so groß. Die i. V. von $h$ hat im Winter ein Maximum, im Sommer hingegen ein Minimum. Monate mit großer i. V. des Druckes weisen auch eine große i. V. der Temperatur auf und umgekehrt.

Ganz roh zeigt sich dieser Zusammenhang der Druck- und Temperaturveränderlichkeit im ganzen untersuchten Raume. Gebiete mit hoher i. V. des Druckes sind meist auch Gebiete mit hoher i. V. von $h$. Entsprechend ist auch der Jahresgang in hohen Breiten intensiver als in niedrigen. Bemerkenswert ist, daß selbst noch in 40° N dieser Jahresgang sehr deutlich zu erkennen ist, während ein solcher bei der i. V. des Bodendrucks nur mehr schlecht festzustellen war. Über dem Kontinent ist der Jahresgang der i. V. von $h$ besser ausgeprägt als über dem Meer bei fast gleicher durchschnittlicher i. V. über Land und Meer. Im Sommer zeigt sich eine beträchtliche Zunahme der i. V. von $h$ gegen hohe Breiten.

Bei Trennung der Vorzeichen ergeben sich wesentliche Abweichungen vom Bild der Verteilung der mittleren i. V. besonders in der Verteilung der $-dh$. Die negativen Temperaturänderungen sind besonders groß über der Ostsee und im mitteleuropäischen Raume nördlich der Alpen und Karpaten. Im Kartenbild, das hier nicht wiedergegeben werden konnte, drängen sich die Isolinien hier besonders stark und schmiegen sich förmlich an die physikalische Gliederung der Erdoberfläche. Die positiven Änderungen weichen vom mittleren Bild weniger ab. Sie überwiegen an Intensität vor allem in den nördlichen Gebieten, während im übrigen Raume, ausgenommen über den Alpen und Italien, die negativen $dh$ von kürzerer Dauer, aber größerer Intensität sind.

Als Leewirkung bei der i. V. von $h$ findet Hoinkes ([*4*], Abb. 4) eine Abnahme der i. V. sowohl im Alpengebiet, wie auch im Lee des skandinavischen Gebirges. Im Winter 1937/38 ist wohl ein Zusammendrängen der Isolinien über dem Alpen-Karpatenbogen, dagegen keine derartige Abnahme im skandinavischen Raume festzustellen. 1943 wiederum ist der Kontrast zwischen den Gebieten nördlich und südlich der Alpen besonders gut ausgeprägt.

## V. Der Grundzustand und die interdiurne Veränderlichkeit des Druckes.

Bekanntlich sind die meridionalen Druckunterschiede am Boden gegenüber jenen der freien Atmosphäre recht unbedeutend. Der Hochdruckgürtel niederer Breiten, die Tiefdruckrinne hoher Breiten gehen mit der Höhe immer mehr in das allgemeine Druckgefälle Äquator—Pol über. Der Schnitt in 10° E, für den die Höhen der St. I. Fl. für das ganze Jahr 1943 berechnet wurden, läßt dies sehr gut erkennen (Abb. 6). Besonders deutlich zeigt sich die Zunahme der Neigung der Isobarenflächen mit der Höhe in der Troposphäre, darüber nimmt sie innerhalb der Stratosphäre wieder ab, jedoch bei weitem nicht so stark wie früher angenommen wurde. Die Differenz zwischen hohen und niedrigen Breiten ist im Jahresmittel in der Höhe der 96 mb-Fläche wieder etwas kleiner als an der Stratosphärengrenze. Das Gefälle der Druckflächen erstreckt sich gleich stark bis in hohe Breiten (70° N). Ein ähnliches Bild bekommt man auch, wenn man durch Scherhags mittlere Druckverteilungen ([*6*], Abb. 13) den gleichen Schnitt zeichnet.

Im Jahresgang ergeben sich einige Eigentümlichkeiten (vgl. Abb. 7. Die Neigung der Druckflächen ist aus den jeweiligen Abständen der Kurvenpunkte zu ersehen). Fast in allen Monaten des Winterhalbjahres fällt die 225 mb-Fläche in hohen Breiten stärker ab als in niedrigen. In den Sommermonaten ist es aber umgekehrt. Besonders auffallend ist die starke Annäherung der Kurven zueinander gegen die warme Jahreszeit. So betragen die Höhenunterschiede der Druckflächen zwischen 40° und 70° N im Februar ein Mehrfaches der Unterschiede im Juni. Die Ursache hierfür ist vor allem in hohen Breiten zu suchen. Der Anstieg vom Winter zum Sommer ist hier bedeutend kräftiger als im Süden. Im Juli ist im Norden der Höhepunkt erreicht, während in niedrigen Breiten die Isobarenflächen weiterhin ansteigen, d. h. die Erwärmung der Atmosphäre setzt sich hier noch bis Ende August fort. Dadurch nimmt aber die Äquator—Pol gerichtete Neigung der Druckflächen rasch wieder zu. Sie ist in den Monaten Mai bis Juli am kleinsten. Besonders kräftig ist der Jahresgang in der Höhe der 96 mb-Fläche. Hier kommt es zu einer Umkehr des meridionalen Druckgefälles in den Monaten Mai bis Juli; die St. I. Fl. liegen im Norden höher als im Süden. Nach den dreijährigen Mitteln Scherhags ([6] 38) ist eine solche Umkehr in der Höhe der 96 mb-Fläche noch nicht zu merken. — Im Februar ist die Neigung der 96 mb-Fläche noch stärker als die der 225 mb-Fläche. Der Anstieg der Druckflächen vom Winter zum Sommer ist über dem Kontinent kräftiger als über dem Meer.

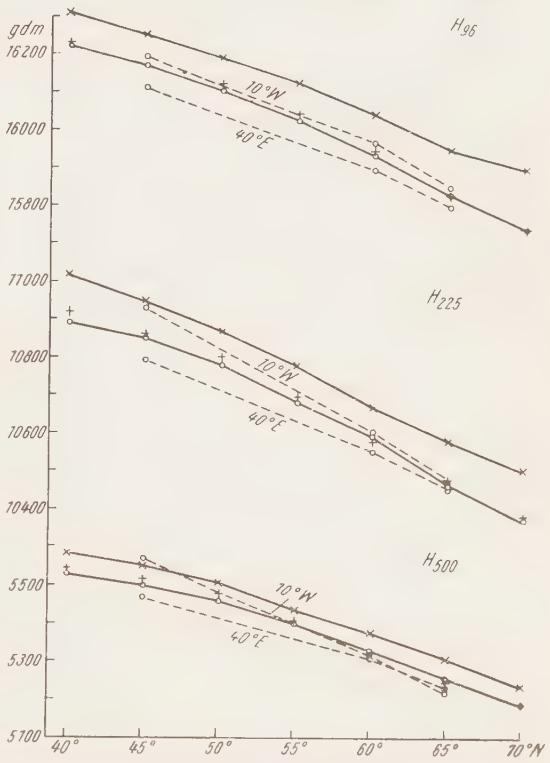



Abb. 6. Das Gefälle Äquator—Pol der Standardisobarenflächen: × × 10° E Jahresmittel 1943, ○ ○ 15° E Halbjahresmittel 1943, + + + + 10° E Halbjahresmittel 1943.

Aus dem Gesamtbild scheinen sich demnach bestimmte Parallelen zu der i. V. des Druckes zu ergeben: Je größer die Neigung der Druckflächen vom Äquator zum Pol ist, desto größer erscheint auch die i. V. des Druckes. Dies gilt auch für die einzelnen Monatsmittel besonders im ersten Halb-

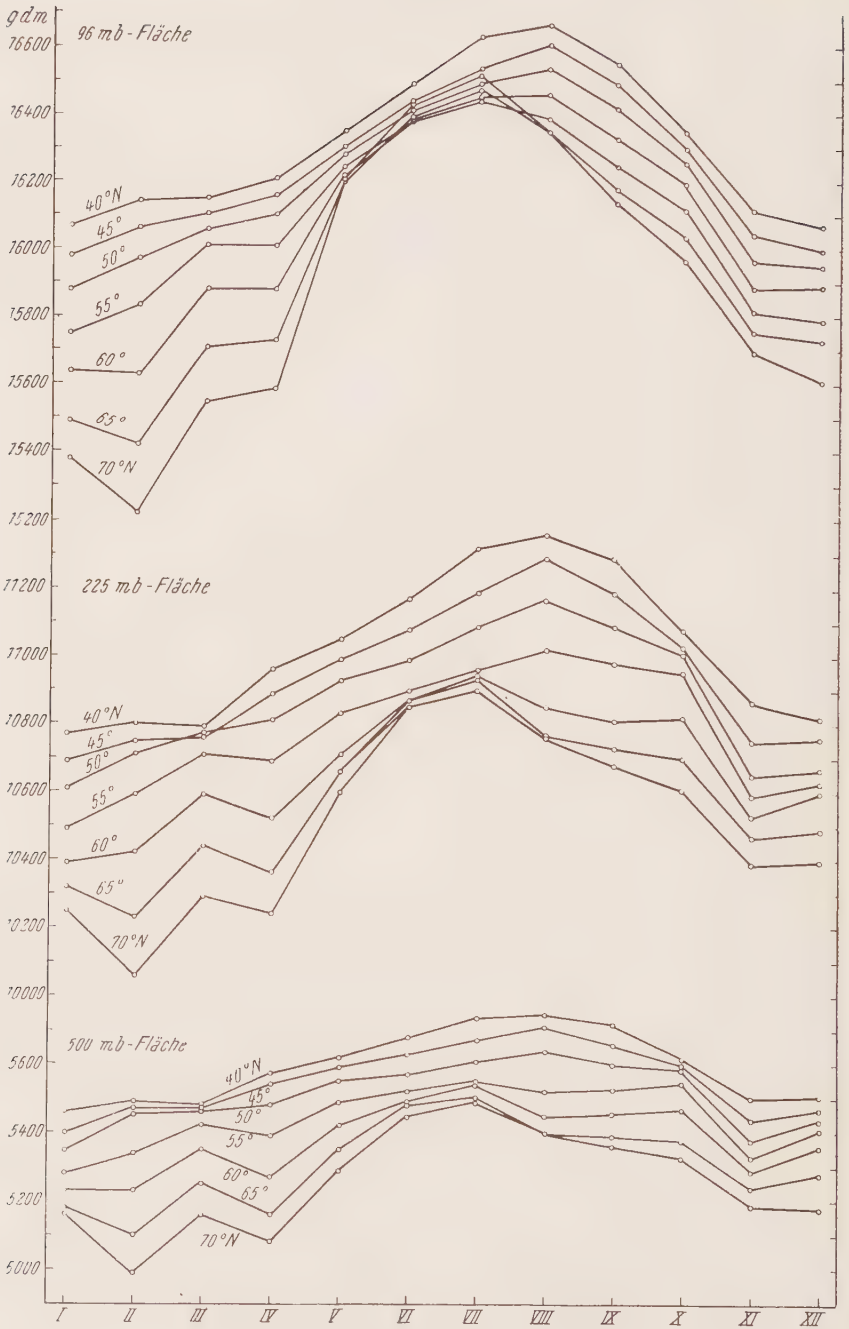



Abb. 7. Jahresgang der Höhen der Standardisobarenflächen in Abhängigkeit von der geographischen Breite im Meridian 10° E.

jahr: Monate mit besonders starken meridionalen Druckgradienten haben auch die größte Druckveränderlichkeit, Monate mit geringer Neigung der St. I. Fl. eine geringe i. V. des Druckes. Besonders stark ist der Anstieg der Druckflächen zum Sommer im Norden, damit auch der meridionale Druckausgleich vom April zum Mai, in die gleiche Zeit fällt auch die stärkste Abnahme der i. V.

Dem stärkeren Jahresgang der i. V. des Druckes über dem Kontinent entspricht eine größere Neigung der Druckflächen im Winter bei besonders geringer Neigung im Sommer, so daß auch hier wiederum die Parallele zwischen meridionaler Neigung der Druckflächen und der i. V. des Druckes aufscheint. Damit ist natürlich nichts darüber gesagt, welche der Erscheinungen die primäre, welche die sekundäre ist, ob nämlich die große i. V. des Druckes eine Folge der starken Neigung der Druckflächen ist oder umgekehrt.

Man kann diese Beziehung auch durch den Zusammenhang des Druckes hoher Breiten mit der i. V. selbst ausdrücken. Die Mittelbildung ergibt nämlich, daß das Druckgefälle dann besonders stark ist, wenn der Druck in hohen Breiten weit unter dem Mittelwert liegt — was an und für sich selbstverständlich ist. Es ist also die i. V. des Druckes bei tiefem Druck in hohen Breiten stark, bei hohem Druck hingegen schwach.

## Literaturverzeichnis.


1. Bahr, H.: Die interdiurne Veränderlichkeit des Luftdrucks. Meteorol. Z. **28**, 497 (1911).
2. Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie. 5. Aufl.
3. a) Haurwitz, B.: Beziehungen zwischen Luftdruck und Temperaturänderungen. Veröff. Geoph. Inst. Univ. Leipzig, **III**, 267 (1927).
   b) Haurwitz, B. and W. E. Turnbull: Relations between Interdiurnal Pressure and Temperature Variations in Troposphere and Stratosphere over North America. Canad. Met. Mem., **1**, No 3 (1938).
   c) Haurwitz, B. and E.: Pressure and Temperature Variations in the Free Atmosphere over Boston. Harvard Met. Studies No 3 (1939).
4. Hoinkes, H.: Die interdiurnen Änderungen von Druck und Temperatur in der unteren Troposphäre bis 5 km Höhe und ihre gegenseitigen Beziehungen in statistisch-synoptischer Betrachtungsweise. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **II**, 239 (1950).
5. Schedler, A.: Über den Einfluß der Lufttemperatur in verschiedenen Höhen auf die Luftdruckschwankungen am Boden. Beitr. Phys. fr. Atm. **7**, 88 (1917).
6. Scherhag, R.: Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose. Berlin 1948.
7. Schwarzl, S.: Beziehungen zwischen interdiurnen Änderungen zu der absoluten und relativen Topographie der 500-mb-Fläche. Diplomarbeit Wien 1944.
8. — Die interdiurne Veränderlichkeit des Druckes am Boden und in der freien Atmosphäre. Dissertation Wien 1948.
9. Wagner, A.: Der jährliche Gang der meteorologischen Elemente in Wien (1851—1920). Klimatographie von Österreich. Bd. X. Wien 1930.

551.555.3

# Die Entwicklung des Süd- und des Nordföhns.

Von

**Karl Frey**, Olten (Schweiz).

Mit 17 Textabbildungen.

**Zusammenfassung.** Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit wird die räumliche Verteilung der meteorologischen Elemente bei der Entwicklung von Süd- und von Nordföhnlagen besprochen. Als Grundlage dazu dient ein Netz von Berg- und Talstationen im schweizerischen Alpengebiet, sowie im nördlichen und südlichen Alpenvorland. Die Darstellung in Form von Mittelwerten wird durch einige Thermo-, Hygro- und Barogramme von typischen Wetterlagen ergänzt.

Im zweiten Teil werden die gewonnenen Ergebnisse theoretisch verarbeitet, eine bereits früher aufgestellte Föhntheorie weiter ausgebaut und in fünf Entwicklungsstadien dargestellt. Das in der Föhnliteratur so hart umstrittene Problem des Hinuntersteigens des Föhns in die Täler wird durch das Bestehen eines baroklinen Solenoidfeldes erklärt. Ein solches Solenoidfeld beginnt seine Entwicklung bereits im vorausgehenden Antizyklonalstadium des Föhns und ermöglicht auch, im Zusammenhang mit den sehr bedeutenden Druckgradienten, eine ausreichende Erklärung für die außergewöhnliche kinetische Energie von Süd- und von Nordföhn. Das Umschlagen des Windes auf Nord *vor* dem Föhndurchbruch im Tal sowie das Eintreten von Föhnpausen kann auf ein Solenoidfeld mit gegensinniger Drehbeschleunigung zurückgeführt werden, das sich entlang der Aufgleitfläche des Föhns über die Bodenkaltluftschicht bildet. In seltenen Fällen entwickelt sich der Talföhn zum „Dimmerföhn", bei dem die Föhnmauer bis auf die andere Seite des Alpenkammes hinüberreicht, während Druckgradient und Windgeschwindigkeit außerordentlich hohe Werte annehmen. Der Föhnsturm überweht dann den oberen Teil der Föhntäler, da seine Absinkgeschwindigkeit nicht mehr ausreicht, um dem abfallenden Geländeprofil zu folgen.

Während sich beim Beginn der Südföhnentwicklung im Alpengebiet, im unteren Teil der Troposphäre, eine Divergenzzone bildet, läßt sich hier beim Föhnzusammenbruch ein Konvergenzgebiet der Luftmassen feststellen. Das isobare Temperaturgefälle von der Leeseite zum Alpenkamm, das ein Maß für die Entwicklung des Solenoidfeldes darstellt, läßt sich auch bei Nordföhn in ähnlicher Größenordnung nachweisen.

Im dritten Teil wird versucht, einige wichtige Entwicklungsperioden der Föhnforschung hervorzuheben. In diesem Zusammenhang wird auf einige

Föhntheorien, die sich in wesentlichen Punkten von den hier vertretenen Anschauungen unterscheiden, kritisch eingegangen.

**Summary.** In the first part of this article the author discusses the spatial distribution of the meteorological elements at the development of south and of north foehn situations. The element is a network of mountain and valley stations of the Swiss Alps and in the regions north and south of the Alps. Some diagrams of temperature, humidity and atmospheric pressure of typical weather situations complete the description in mean values.

In the second part the results are discussed theoretically, an earlier developped theory of the foehn is pushed on and shown in 5 stages of development. The existence of a baroclinic solenoid field clears up the sinking down of the foehn into the valleys. Such a solenoid field is developping already in the preceding anticyclonic state of the foehn and it makes it possible to explain the extraordinary kinetic energy of south and north foehn connected with the pressure gradient. The reversal of wind to north before the burst of the foehn in the valley and the forthcoming of foehn calms can be attributed to a solenoid field with inverse rotational speed which arises along the upslide surface of the foehn above the cold air of the ground. In rare cases the valley foehn develops to the "dimmerfoehn", where the foehn wall reaches to the other side of the crest of the Alps, whereas pressure gradient and wind velocity have extraordinary high values. The foehn gale then is blowing above the upper valleys because its downward velocity then can no longer follow the downslide orography. At the rise of a south foehn in the Alpine region there is a zone of divergence in the lower part of the troposphere, whereas at the end of the foehn there is a zone of convergence of the air masses. The isobaric lapse rate of temperature of the lee-side to the crest of the Alps, which is a measure for the development of the solenoid field, exists also at north foehn in a similar order of magnitude.

In the third part there are explained some important periods in the research for a foehn theory; a critical commentary is given about some theories which differ from the views of the author.

**Résumé.** La première partie de l'article ci-dessous est consacrée à la répartition spatiale des éléments météorologiques lors de l'établissement des situations de foehn du Nord et du Sud à l'aide d'un réseau de stations de montagne et de vallée des Alpes suisses, comme des régions bordières. Quelques diagrammes de température, d'humidité et de pression complètent le matérial des valeurs moyennes.

La deuxième partie comprend la discussion théorique des résultats et l'extension d'une théorie précédemment établie s'appuyant sur cinq stades de développement du foehn. L'existence d'un champ barocline de solénoïdes éclaire le problème si discuté de la descente du foehn dans les vallées; ce champ qui apparaît déjà lors du stade anticyclonique préalable suffit, concurremment avec le gradient de pression, à rendre compte de la grande énergie cinétique du foehn. L'apparition du vent du Nord *avant* que le foehn ait atteint le fond des vallées, de même que les accalmies du foehn, peuvent s'expliquer par un champ de solénoïdes inversement disposé et se formant le long de la surface de glissement ascendant sur l'air froid. Dans des cas rares, le foehn de vallée se developpe d'une manière (Dimmerfoehn) où le mur de foehn s'étend jusque sur l'autre côté de la crête des Alpes, tandis que le gradient de pression et la vitesse du vent atteignent des valeurs extrêmement hautes. Le vent évite alors la partie supérieure des vallées, car sa

vitesse de chute ne suffit plus pour lui faire suivre le profil du thalweg. Au début du foehn du Sud il se forme une zone de divergence dans les Alpes, dans la partie inférieure de la troposphère; au stade final il y a au contraire convergence. Le gradient isobare de température dirigé du versant sous le vent vers l'arête des Alpes et qui mesure en quelque sorte le développement du champ de solénoïdes existe également lors du foehn du Nord.

Dans la troisième partie, l'auteur expose certaines étapes de la théorie du foehn et montre en quoi ses propres vues diffèrent des explications antérieures à elles.

## Einleitung.

Vor mehr als 40 Jahren schrieb Ficker [*44*] in der Einleitung zu seinen „Innsbrucker Föhnstudien IV", daß die meteorologischen Eigenschaften der Fallwinde zu den besterklärten Erscheinungen der atmosphärischen Physik gehören. Diese Feststellung durfte damals wohl gemacht werden, wenn man sich in der Betrachtungsweise auf die thermodynamischen Vorgänge der Föhnströmung entlang eines Geländeprofils beschränkte. Sobald man aber den Föhn in einem etwas weiteren Rahmen betrachtet und seinen Einfluß im Zirkulationsgeschehen auch prognostisch zu erfassen sucht, so ergeben sich noch zahlreiche Fragen, die der Abklärung bedürfen. Noch in sehr vielen Fällen ist der Föhn, der sich bei verschiedenen Wetterlagen und oft sehr rasch einstellen kann, die Ursache von Fehlprognosen.

In der vorliegenden Arbeit soll nun eine neue Ansicht über die Entwicklung des Föhns dargelegt werden, die vom Verfasser bereits früher [*87, 88*] veröffentlicht wurde und nun durch neuere Untersuchungen noch einige Ergänzungen erfahren hat.

Im ersten Teil sind die Untersuchungsergebnisse über den Süd- und den Nordföhn zusammengestellt, die im zweiten Teil in verschiedene Entwicklungsstadien zusammengefaßt werden, welche ein schematisches Bild über die Süd- und die Nordföhnentwicklung verschaffen sollen. Im dritten Teil werden die gewonnenen Anschauungen im Zusammenhang mit einem Rückblick auf die Geschichte der Föhntheorie betrachtet.

## I. Ergebnisse aus Untersuchungen von Süd- und von Nordföhnlagen.

### 1. Das Beobachtungsnetz und das verarbeitete Material.

Für die Untersuchungen wurde eine Reihe von Berg- und Talstationen ausgewählt, die ungefähr auf einem Nord-Südprofil (s. Abb. 1) durch das Alpenmassiv liegen.

Es sind dies die Stationen: Lugano (276 m/M), Monte Generoso (1611 m/M), Cardada (1665 m/M), Airolo (1170 m/M), Gotthard (2096 m/M), Bäzberg (1851 m/M), Göschenen (1107 m/M), Altdorf (456 m/M), Rigi (1787 m/M), Pilatus (2068 m/M) und Zürich (493 m/M). Zur Ergänzung wurden gelegentlich noch die Beobachtungen von Stationen verwendet, die stärker vom gezeichneten Profil Zürich-Lugano abweichen, nämlich

von: Jungfraujoch (3578 m/M), Säntis (2500 m/M; östliches Voralpengebiet), Großer St. Bernhard (2476 m/M; westlicher Alpenkamm) und Chasseron (1610 m/M; westliches Juragebiet).

Von diesen Stationen standen die Beobachtungen über Temperatur, relative Feuchtigkeit, Luftdruck, Windrichtung, Windstärke, Bewölkung und Niederschlag von 07.30, 13.30 und 21.30 Uhr, teils auch von 05.30, 10.30 und 16.30 Uhr, zur Verfügung. Mit Thermo-Hygrographen und Barographen waren, allerdings nicht durchgehend, die drei Bergstationen Rigi, Bäzberg und Generoso ausgerüstet, die auf einer Linie quer durch die Alpen in vergleichbarer Höhe liegen.

Der Luftdruck wird stets in mb, die Windstärke in zwölfteiliger Beaufortskala angegeben. Beim Luftdruckwert vom Pilatus mußte, auf

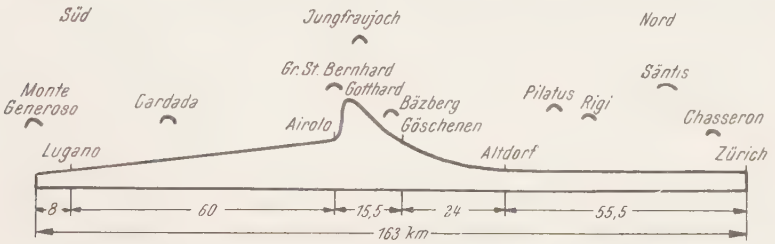



Abb. 1. Nord-Südprofil durch das Alpenmassiv (zehnfach überhöht) mit dem Beobachtungsnetz.

Grund zahlreicher Vergleichswerte, eine Korrektur von + 5,2 mb, bei demjenigen von Airolo eine solche von — 2,4 mb angebracht werden.

Aus dem Beobachtungsmaterial der Jahre 1942 bis 1945 wurden zwölf Südföhn- und zwölf Nordföhnlagen ausgewählt und bearbeitet.

Als bedeutungsvolle Station, an der sich der Beginn des Südföhns meist am frühesten feststellen ließ, hat sich der Bäzberg erwiesen, der sich 10 km nördlich des Gotthards, oberhalb des Einganges zur Schöllenenschlucht, befindet. Die Süd- und die Nordföhnlagen wurden nach den Windverhältnissen auf der Station Bäzberg folgendermaßen in je fünf Stadien eingeteilt:

**Südföhnlagen.**

1. Stadium: Der Wind weht auf dem Bäzberg erstmals aus Süd.
2. Stadium: Die Beobachtung, die dem Durchbruch des Südföhns in das Tal (Altdorf) vorangeht.
3. Stadium: Hauptstadium der Südföhnentwicklung mit Talföhn.
4. Stadium: Die Beobachtung, die dem Erlöschen des Föhns im Tal nachfolgt.
5. Stadium: Der Wind dreht auf dem Bäzberg erstmals auf Nord.

**Nordföhnlagen.**

1. Stadium: Der Wind weht auf dem Bäzberg letztmals aus Süd.
2. Stadium: Die Beobachtung, die dem Durchbruch des Nordföhns in das Tal (Lugano) vorangeht.

3. Stadium: Hauptstadium der Nordföhnentwicklung mit Talföhn.
4. Stadium: Die Beobachtung, die dem Erlöschen des Föhns im Tal nachfolgt.
5. Stadium: Der Wind weht auf dem Bäzberg erstmals aus Süd.

## 2. Die Änderungen meteorologischer Elemente bei der Entwicklung des Süd- und des Nordföhns.

Die in den Tabellen 2 bis 4 angegebenen Änderungen sind Mittelwerte der zwölf Süd- und der zwölf Nordföhnlagen.

In Tabelle 1 sind die mittleren Zeiten in Stunden zwischen den Stadien mit den Extremwerten zusammengestellt, auf die sich die Änderungen der Temperatur, des Druckgradienten und des thermischen Druckeinflusses beziehen.

Tabelle 1. *Mittlere Zeiten in Stunden zwischen den Stadien und ihren Extremwerten bei der Südföhn- und der Nordföhnentwicklung.*

| | Südföhnstadien | | Nordföhnstadien | |
|---|---|---|---|---|
| | 1. bis 3. | 3. bis 5. | 1. bis 3. | 3. bis 5. |
| Mittlere Zeit ..... | 67 | 44 | 54 | 39 |
| Maximale Zeit ..... | 126 | 96 | 96 | 72 |
| Minimale Zeit ..... | 10 | 6 | 20 | 18 |

Die Ausbildung einer Südföhnlage dauert also im Mittel der vorliegenden Fälle fast drei Tage, diejenige einer Nordföhnlage etwas mehr als zwei Tage. Die Beendigung von Nordföhn- und von Südföhnlagen umfaßt dagegen eine Zeitperiode von weniger als zwei Tagen. Die einzelnen Zeiten können aber stark von den mittleren Zeiten abweichen, wie die Extremwerte in Tabelle 1 zeigen.

### *a) Die Temperaturänderungen.*

Bei der Entwicklung einer Südföhnlage steigt die Temperatur (von Stadium 1 bis 3) am stärksten an einer Föhnstation in der Niederung der Alpennordseite, und zwar um mehr als 10°. Der Temperaturanstieg auf Rigi und Pilatus, den Bergstationen des nördlichen Alpenvorlandes, ist mit 6,3° ebenfalls sehr bedeutend, während die Temperatur auf dem Gotthard nur um 1,8° zunimmt und auf dem Monte Generoso sogar schwach fällt. Bei der Entwicklung einer Nordföhnlage steigt die Temperatur nur in der Niederung der Alpensüdseite, während auf den Bergstationen des nördlichen Alpenvorlandes der stärkste Temperaturfall stattfindet. Bemerkenswert klein sind in allen Fällen die Temperaturänderungen auf dem Monte Generoso, der Bergstation der Alpensüdseite. Wir sehen damit, daß die für die Entwicklung von Süd- und von Nordföhn bedeutungsvollen Temperaturänderungen auf der Nordseite der Alpen erfolgen, während die Alpensüdseite in dieser Hinsicht eher eine passive Rolle spielt.

Tabelle 2. *Mittlere Temperaturänderungen bei der Entwicklung des Süd- und des Nordföhns.*

| | Südföhnstadien | | Nordföhnstadien | |
|---|---|---|---|---|
| | 1. bis 3. | 3. bis 5. | 1. bis 3. | 3. bis 5. |
| Talstationen: | | | | |
| Lugano | + 3,7 | — 2,1 | + 4,7 | — 9,1 |
| Airolo | + 2,9 | + 1,1 | — 2,0 | — 1,9 |
| Göschenen | + 4,4 | — 3,9 | — 5,0 | — 0,5 |
| Altdorf | + 10,2 | — 6,4 | — 2,2 | — 3,8 |
| Zürich | + 7,5 | — 4,7 | — 3,1 | — 2,9 |
| Höhenstationen: | | | | |
| Generoso | — 0,2 | + 0,7 | — 1,0 | — 2,2 |
| Gotthard | + 1,8 | — 0,2 | — 5,4 | + 0,8 |
| Bäzberg | + 2,9 | — 1,8 | — 6,0 | + 0,6 |
| Rigi | + 6,3 | — 6,5 | — 7,1 | + 2,4 |
| Pilatus | + 6,3 | — 6,6 | — 6,4 | + 1,0 |

### *b) Die Druckgradientänderungen.*

Alle Druckgradientänderungen beziehen sich auf eine Entfernung von 100 km.

In Tabelle 3 bedeuten die Änderungen des Nord-Südgradienten des Luftdrucks mit negativem Vorzeichen Föhngradientänderungen. Bei diesen fällt der Luftdruck auf der nördlichen Station stärker oder steigt schwächer als auf der Station, die südlich gelegen ist. Gradientänderungen mit positivem Vorzeichen sind Staugradientänderungen. Bei diesen steigt der Luftdruck auf der nördlichen Station stärker oder fällt schwächer als auf der Station, die südlich gelegen ist. Die Gradientänderungen sind auf Grund der reduzierten Druckwerte der Tabelle 7 zusammengestellt und auf die vier Niveaus 450 m/M, 1150 m/M, 1850 m/M und 2100 m M bezogen.

Tabelle 3. *Mittlere Änderungen des Nord-Südgradienten des Luftdrucks in mb, reduziert auf 450 m/M, 1150 m/M, 1850 m/M und 2100 m/M.*

| | Höhe | Südföhnstadien | | Nordföhnstadien | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | 1. bis 3. | 3. bis 5. | 1. bis 3. | 3. bis 5. |
| Zürich-Lugano | 450 m/M | — 6,7 | + 8,0 | + 6,5 | — 4,1 |
| Zürich-Altdorf | 450 m/M | — 0,7 | + 1,0 | + 1,6 | — 0,7 |
| Altdorf-Göschenen | 450 m/M | — 15,0 | + 18,7 | + 6,6 | — 6,6 |
| Göschenen-Airolo | 450 m/M | — 28,4 | + 31,0 | + 30,3 | — 14,2 |
| Airolo-Lugano | 450 m/M | — 3,3 | + 4,2 | + 4,8 | — 3,5 |
| Göschenen-Airolo | 1150 m/M | — 19,4 | + 22,0 | + 21,9 | — 9,7 |
| Rigi-Generoso | 1850 m/M | — 4,1 | + 5,4 | + 5,0 | — 3,2 |
| Rigi-Bäzberg | 1850 m/M | — 4,7 | + 6,9 | + 3,2 | — 2,7 |
| Bäzberg-Gotthard | 1850 m/M | — 20,0 | + 27,0 | + 15,0 | — 11,0 |
| Rigi-Gotthard | 1850 m/M | — 7,8 | + 10,5 | + 5,6 | — 4,2 |
| Gotthard-Generoso | 1850 m/M | — 1,5 | + 1,4 | + 4,6 | — 2,3 |
| Pilatus-Gotthard | 2100 m/M | — 7,4 | + 9,6 | + 3,4 | — 4,0 |

Aus Tabelle 3 und Abb. 3*a* ergeben sich bei der Entwicklung einer Südföhnlage (Stadien 1 bis 3) die folgenden Verhältnisse:

In 450 m/M beträgt die Gradientänderung zwischen Göschenen und Airolo — 28,4 mb, zwischen Altdorf und Göschenen noch etwas mehr als die Hälfte und zwischen Zürich und Altdorf nur — 0,7 mb.

In 1850 m/M läßt sich zwischen den 10 km entfernten Stationen Bäzberg und Gotthard, bei denen der Luftmassenaustausch fast ungestört erfolgen kann, die große Gradientänderung von — 20 mb feststellen. Einer Gradientänderung von — 7,8 mb auf der Leeseite zwischen Rigi und Gotthard steht eine fünfmal kleinere auf der Luvseite zwischen Gotthard und Monte Generoso gegenüber.

Bei der Entwicklung einer Nordföhnlage (s. Abb. 3*b*) ergeben sich die folgenden Verhältnisse:

In 450 m/M beträgt die Gradientänderung zwischen Göschenen und Airolo + 30,3 mb, zwischen Altdorf und Göschenen noch etwas mehr als $^1/_5$ davon und zwischen Zürich und Altdorf nur + 1,6 mb.

In 1850 m/M ist die Gradientänderung zwischen Bäzberg und Gotthard mit + 15 mb wiederum sehr bedeutend. Auf der Luv- und der Leeseite sind die Gradientänderungen diesmal von fast gleicher Größe.

Zusammenfassend ergibt sich als wichtigste Tatsache, daß die Änderungen des Nord-Südgradienten des Luftdruckes in der Nähe des Alpenkammes am intensivsten und auf der Nordseite der Alpen größer als auf der Südseite sind.

### *c) Die thermischen Druckänderungen.*

Die thermischen Druckänderungen in Tabelle 4 wurden nach der Formel

$$\delta p - dp_0 - \frac{p_0}{p} \cdot dp$$

berechnet, wobei $p_0$ den Druck auf der Talstation, $p$ den Druck auf der Bergstation bedeutet.

Tabelle 4. *Thermische Druckänderungen beidseits der Alpen zwischen 1850 m/M und 450 m/M bei der Süd- und der Nordföhnentwicklung.*

| | Südföhnstadien | | Nordföhnstadien | |
|---|---|---|---|---|
| | 1. bis 3. | 3. bis 5. | 1. bis 3. | 3. bis 5. |
| Rigi-Altdorf..... | — 4,0 | + 3,5 | + 3,1 | — 0,4 |
| Generoso-Lugano ..... | + 0,1 | — 0,6 | + 1,0 | + 1,0 |

Aus der thermischen Druckänderung ergibt sich die Änderung der Mitteltemperatur nach der Formel

$$dT_m'' = - \delta p \cdot \frac{T_m \cdot H \cdot (1 + \alpha \cdot t_m)}{h \cdot p_0}.$$

In dieser Formel bedeutet $H = 7991$, $T_m$ die Mitteltemperatur und $h$ den Höhenunterschied zwischen Berg- und Talstation. Für die thermische

Druckänderung von — 4,0 mb zwischen Rigi und Altdorf erhält man für die Änderung der Mitteltemperatur den Wert $dT_m'' = +6{,}7°$, während das beobachtete arithmetische Mittel $dT_m' = +8{,}2°$ beträgt. Das arithmetische Mittel der Temperaturänderungen von Berg- und Talstation stimmt eben nicht ganz mit der tatsächlichen Änderung der Mitteltemperatur überein und liegt meist näher bei der Temperaturänderung der Bergstation, wie auch aus Tabelle 2 hervorgeht.

Zwischen Rigi und Altdorf ergeben sich die weiteren aus der thermischen Druckänderung und durch das arithmetische Mittel bestimmten Änderungen der Mitteltemperatur:

Bei der Beendigung der Südföhnlage $dT_m'' = -5{,}8°$ und $dT_m' = -6{,}4°$.
Bei der Entwicklung der Nordföhnlage $dT_m'' = -5{,}2°$ und $dT_m' = -4{,}7°$.
Bei der Beendigung der Nordföhnlage $dT_m'' = +0{,}6°$ und $dT_m' = -0{,}7°$.

Beim Stationspaar Generoso und Lugano treten etwas größere Differenzen zwischen den Werten von $dT_m''$ und $dT_m'$ auf, doch zeigt sich auch hier, daß die aus der thermischen Druckänderung berechnete Änderung der Mitteltemperatur viel weitgehender mit der Temperaturänderung auf der Bergstation übereinstimmt.

Tabelle 4 zeigt deutlich, daß die thermischen Druckänderungen bei der Entwicklung des Süd- wie auch des Nordföhns auf der Nordseite der Alpen am größten sind. Bei der Bildung einer Südföhnlage ist der Anteil der thermischen Druckänderung Rigi—Altdorf 40%, bei der Bildung einer Nordföhnlage 34% der Gradientänderung Altdorf-Lugano. Zieht man einen größeren Höhenbereich in Betracht, so sind diese Anteile entsprechend größer. Sie ergaben sich in einer früheren Arbeit [*88*], bei der allerdings nur 24stündige Änderungen berücksichtigt wurden, zwischen Jungfraujoch-Interlaken bei negativen thermischen Druckänderungen zu 75%, bei positiven thermischen Druckänderungen sogar zu 129% der Gradientänderung Altdorf-Lugano. Diese Tatsache bedeutet, daß der Druckverlauf auf den Stationen des Alpenkammes viel weitgehender mit dem Druckverlauf der Talstationen auf der Südseite übereinstimmt, während der Druckverlauf der Talstationen der Alpennordseite oft stark von demjenigen auf dem Alpenkamm abweicht.

### 3. Die Windverhältnisse.

Im 1. Stadium der Südföhnentwicklung wehen auf dem Alpenkamm und über dem südlichen Alpenvorland vorwiegend Winde mit nördlicher Komponente. Dagegen hat der Bäzberg bereits südliche Winde, die auch schon auftreten können, wenn eine Nordstaulage von mehr als 5 mb besteht. Über dem nördlichen Alpenvorland ist die Windrichtung in mittleren Höhen Süd bis West, während auf dem Säntis teils auch noch Winde mit nördlicher Komponente auftreten können. Die Talstationen auf der Alpennordseite weisen, wenn auch nicht einheitlich und in allen Fällen, ebenfalls Winde auf, die von den Alpen wegwehen. Wenn sich ein Nordstaugradient rasch in einen Südföhngradienten umwandelt, so meldet Zürich fast regelmäßig schwachen Südwind, der meist bis zum

Ende des Antizyklonalstadiums anhält. Wir finden also im 1. Stadium der Südföhnentwicklung eine Divergenzzone im Alpengebiet, und es läßt sich, im Zusammenhang mit dem Auseinanderfließen der vorher eingebrochenen Kaltluft und dem sich bildenden Südföhngradienten ein, wenn auch nicht immer eindeutiger Abfluß der Luftmassen feststellen.

Bis zum 3. Stadium drehen die Winde fast durchwegs auf Süd. Über dem nördlichen Alpenvorland ist die Windrichtung häufig auch eine südwestliche. Vielfach stellt sich in der Niederung des Alpennordfußes ein lokales Druckminimum ein, wobei der Wind im nördlichen Mittelland auf Sektor Nord dreht. In der Niederung der Alpensüdseite herrschen, bei vollentwickeltem Südsturm jenseits der Alpen, bis 1000—1200 m/M Winde mit nördlicher Komponente vor, die nach oben allmählich in Winde mit südlicher, westlicher oder östlicher Richtung übergehen.

Mit dem Ende des Föhns in der Niederung dreht der Wind in der Höhe der Alpennordseite auf West, später auf Nordwest, während der Wind auf der Südseite noch etwas länger die südliche Richtung beibehält. Dadurch bildet sich über den Alpen vorübergehend ein Konvergenzgebiet der Luftmassen.

Die Windrichtung im Hauptstadium der Nordföhnentwicklung ist dadurch charakterisiert, daß alle Winde eine nördliche Komponente aufweisen. Über dem nördlichen Alpenvorland können aber ausnahmsweise auch westliche Winde wehen.

Im 5. Stadium dreht der Wind bei einem mittleren Nordstaugradienten von 3,3 mb auf Süd. Dieses Stadium stimmt weitgehend mit dem 1. Stadium der Südföhnentwicklung überein und läßt wiederum eine Divergenzzone in den Alpen erkennen.

### 4. Die Temperaturverhältnisse entlang des Bergprofils.

In Tabelle 5 sind nur die mittleren potentiellen Temperaturen der Hauptstadien von Süd- und von Nordföhnlagen zusammengestellt.

Tabelle 5. *Mittlere potentielle Temperaturen in den Hauptstadien der Süd- und der Nordföhnentwicklung entlang des Bergprofils.*

| | Lugano | Airolo | Gotthard | Göschenen | Altdorf | Zürich |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Südföhn ..... | 8,3 | 11,2 | 12,8 | 14,3 | 15,7 | 12,4 |
| Nordföhn ..... | 13,8 | 10,5 | 9,5 | 6,2 | 4,8 | 5,1 |

Im 1. Stadium der Südföhnentwicklung lagert beidseits der Alpen in der Niederung potentiell kalte Luft, wobei die Luft auf der Nordseite der Alpen noch etwas kälter ist. Im 2. Stadium ist Altdorf potentiell bereits um 2,8° wärmer als Lugano. Zwischen Gotthard und Göschenen hat sich bei südlichen Winden bereits ein annähernd adiabatischer Temperaturgradient eingestellt, da sich die potentiellen Temperaturen nur um 0,5° unterscheiden.

Im Zyklonalstadium, also im Hauptstadium der Südföhnentwicklung, ist Altdorf potentiell um 7,4° wärmer als Lugano, und auf der Linie

Gotthard-Göschenen-Altdorf besteht ein überadiabatischer Temperaturgradient. Bis zum 5. Stadium entsteht wiederum eine Temperaturverteilung, die derjenigen im 1. Stadium ähnlich ist, wobei aber die potentielle Temperatur auf der Nordseite etwas höher bleibt.

Bei der Entwicklung des Nordföhns finden wir ähnliche Verhältnisse mit umgekehrtem Vorzeichen. Im 1. Stadium ist die Schichtung beidseits der Alpen stabil. Der Temperaturgradient zwischen Gotthard und Airolo nähert sich im 2. Stadium dem adiabatischen, und im Hauptstadium besteht auf der Linie Gotthard-Airolo-Lugano ein überadiabatischer Temperaturgradient, der demjenigen bei Südföhn weitgehend entspricht, aber noch etwas ausgeprägter ist. Altdorf ist gleichzeitig potentiell um 9,0° kälter als Lugano. Bis zum 5. Stadium stellen sich beidseits der Alpen wieder stabile Verhältnisse ein, wobei aber die potentielle Temperatur auf der Nordseite niedriger bleibt.

Die Unterschiede der potentiellen Temperatur zwischen Altdorf und Lugano erreichen in extremen Fällen bei Süd- und bei Nordföhn über 15°. Die Temperaturunterschiede zwischen Zürich und Altdorf können bei Südföhn ein noch größeres Ausmaß annehmen. So war die potentielle Temperatur am 11. Dezember 1942 um 07.30 Uhr bei Südföhn in Altdorf um 19,5° höher als gleichzeitig in Zürich.

## 5. Die isobaren Temperaturunterschiede über dem nördlichen und dem südlichen Alpenvorland.

Im 1. Stadium der Südföhnentwicklung ist die potentielle Temperatur in der Niederung der Alpennordseite um rund 1 kälter als auf der Südseite. Der Pilatus ist dagegen bereits um 1,6° wärmer als der Gotthard, und das zu einem Zeitpunkt, da über dem Alpenkamm und auf der Südseite noch vorwiegend Winde mit nördlicher Komponente wehen. Auch vom Gotthard nach Süden steigt die potentielle Temperatur bis zum Monte Generoso um 1,2° an. Beidseits der Alpen herrscht in der Höhe eine geringe relative Feuchtigkeit, bei absinkender Luftbewegung und stabiler Schichtung.

Tabelle 6. *Isobare Temperaturunterschiede über dem nördlichen und dem südlichen Alpenvorland. Ein +-Zeichen bedeutet, daß die nördlich gelegene Station eine höhere potentielle Temperatur aufweist.*

| | Südföhnstadien | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | 1. | 2. | 3. | 4. | 5. |
| Altdorf-Lugano | — 0,8 | + 3,8 | + 7,4 | + 4,6 | + 2,4 |
| Göschenen-Airolo | + 0,3 | + 2,1 | + 3,1 | + 2,7 | — 1,8 |
| Rigi-Generoso | — 1,0 | + 3,3 | + 5,6 | + 2,5 | — 2,0 |
| Rigi-Bäzberg | + 0,5 | + 3,0 | + 3,9 | + 1,5 | — 1,4 |
| Bäzberg-Gotthard | — 0,3 | + 0,2 | + 1,3 | — 0,4 | — 0,9 |
| Gotthard-Generoso | — 1,2 | + 0,1 | + 0,4 | + 1,4 | + 0,3 |
| Pilatus-Gotthard | + 1,6 | + 4,7 | + 7,1 | + 3,0 | — 1,1 |

*(Fortsetzung der Tabelle 6.)*

| | Nordföhnstadien | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | 1. | 2. | 3. | 4. | 5. |
| Altdorf-Lugano ..... | — 0,9 | — 1,0 | — 9,0 | — 3,8 | — 2,9 |
| Göschenen-Airolo ..... | — 0,6 | — 2,4 | — 4,3 | — 3,9 | — 3,3 |
| Rigi-Generoso ..... | — 0,3 | — 4,7 | — 6,2 | — 3,0 | — 2,4 |
| Rigi-Bäzberg..... | — 0,1 | — 0,4 | — 0,3 | + 1,3 | + 1,0 |
| Bäzberg-Gotthard ..... | — 0,9 | — 1,0 | — 1,7 | — 1,8 | — 1,1 |
| Gotthard-Generoso ..... | + 0,7 | — 3,3 | — 4,2 | — 2,5 | — 2,3 |
| Pilatus-Gotthard ..... | + 1,2 | + 0,6 | + 0,3 | + 0,7 | + 0,8 |

Die Temperatur steigt nun besonders über dem nördlichen Alpenvorland weiter und im Hauptstadium erreicht die isobare Temperaturdifferenz zwischen den 50 km voneinander entfernten Stationen Pilatus und Gotthard den beträchtlichen Wert von 7,1° (Abb. 2*a*). Auf der Luvseite besteht dagegen in einer isobaren Fläche beinahe Isothermie, indem die potentielle Temperatur des Monte Generoso nur um 0,4° kleiner ist als diejenige des Gotthards.

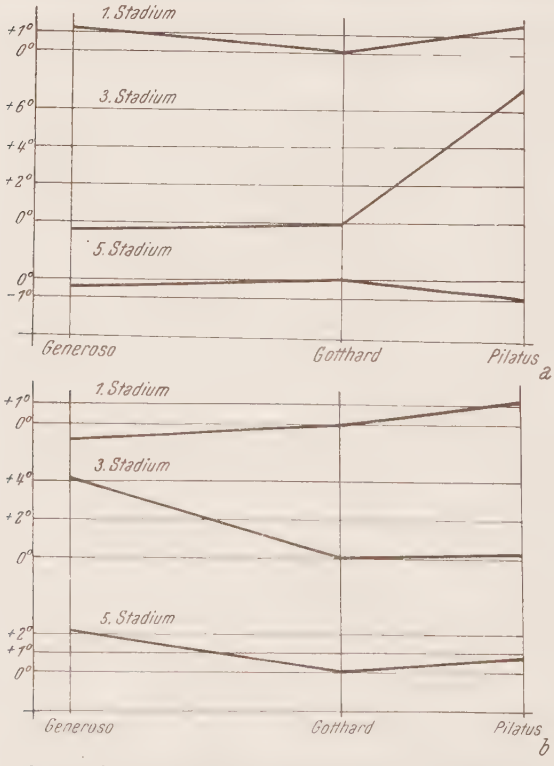



Abb. 2. Isobare Temperaturunterschiede zwischen den Stationen Pilatus, Gotthard und Monte Generoso bei drei Stadien der *Südföhn*entwicklung (*a*) und drei Stadien der *Nordföhn*entwicklung (*b*).

Mit der Beendigung des Föhns in der Niederung schwächen sich die Temperaturdifferenzen über dem nördlichen Alpenvorland allmählich ab und werden mit der Winddrehung auf Nord am Bäzberg negativ. Damit ist das 5. Stadium erreicht, in dem der Pilatus 1° kälter ist als der Gotthard.

Im 1. Stadium der Nordföhnentwicklung besteht auf der Nordseite oberhalb 2000 m M noch ein schwaches Temperaturgefälle gegen den Alpenkamm, das sich in den darunter liegenden Schichten aber bereits umgekehrt hat. Im Hauptstadium (Abb. 2*b*) besteht auf der Luvseite

in einer isobaren Fläche beinahe Isothermie, während die potentielle Temperatur vom Gotthard bis zum Generoso um 4,2° zunimmt.

Im 5. Stadium lassen sich wieder ähnliche Verhältnisse wie im 1. Stadium der Südföhnentwicklung feststellen, indem die Temperatur vom Gotthard aus nach Norden und nach Süden etwas ansteigt.

In den Hauptstadien des Süd- und des Nordföhns zeigt sich als gemeinsame Eigenschaft, daß in einer isobaren Fläche auf der Luvseite das Temperaturgefälle sehr gering ist und deshalb ein barotropes Temperaturfeld vorliegt. Auf der Leeseite besteht dagegen bei beiden Föhnarten ein starkes Temperaturgefälle gegen den Alpenkamm, so daß hier die Luftdichte am größten und damit ein gut entwickeltes, baroklines Temperaturfeld vorhanden ist.

Diese isobaren Temperaturdifferenzen können enorme Werte annehmen. So war die potentielle Temperatur vom Pilatus und Säntis am 17. Dezember 1945 um 13.30 Uhr 13° höher als diejenige vom Gotthard. Es war dies im Moment der Fall, da das antizyklonale Föhnstadium seinen Höhepunkt erreicht hatte und in das zyklonale Stadium übergegangen war.

### 6. Die Druckgradienten.

Die Reduktion der Luftdruckwerte auf die verschiedenen Niveaus geschah mit Hilfe der Mitteltemperaturen der betreffenden Höhenintervalle, wobei ein Temperaturgradient von 0,6° 100 m berücksichtigt wurde. Die reduzierten Luftdruckwerte von Göschenen und Airolo auf 450 m M sind, wegen des großen Höhenintervalls, mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Alle Druckgradienten beziehen sich auf eine Entfernung von 100 km.

Im 1. Stadium der Südföhnentwicklung besteht zwischen Zürich und Lugano noch ein Staugradient von + 0,4 mb, während sich zwischen Rigi und Generoso bereits ein Föhngradient von — 0,7 mb eingestellt hat. Die aus der Wind- und Temperaturverteilung festgestellte Divergenzzone im Alpengebiet läßt sich auch aus den Druckgradienten erkennen. Zwischen Rigi und Gotthard und Pilatus und Gotthard ist ein Föhngradient von — 1,8 mb vorhanden, während man zwischen Gotthard und Generoso einen Gradienten mit umgekehrtem Vorzeichen von + 0,1 mb feststellen kann.

Die Gradientverteilung bei voll entwickeltem Südföhn zeigt Abb. 3*a*. In 450 m M beträgt der Druckgradient zwischen Göschenen und Airolo, der sich wegen des Alpenmassivs natürlich nicht auswirken kann, — 31,6 mb. Zwischen Altdorf und Göschenen ist der Gradient noch halb so groß und verringert sich zwischen Zürich-Altdorf auf nur — 0,5 mb. Auch zwischen Airolo und Lugano ist der Gradient mit — 1,5 mb sehr klein, was verständlich erscheint, da ja im unteren Teil der südalpinen Täler bei Südföhn vielfach nördliche Winde auftreten.

In 1850 m M besteht zwischen Bäzberg und Gotthard ein außerordentlicher Gradient von — 23 mb, wenn man bedenkt, daß der Luftmassenaustausch zwischen diesen zwei 10 km entfernten, alpinen Sta-

Tabelle 7. *Druckgradienten, bezogen auf eine Entfernung von 100 km, bei der Entwicklung von Südföhn und Nordföhn, reduziert auf die Höhen von 450 m/M, 1150 m/M, 1850 m/M und 2100 m/M. Gradienten, die mit einem —-Zeichen versehen sind, bedeuten Föhngradienten mit tieferem Luftdruck im Norden. Gradienten mit einem +-Zeichen sind Staugradienten mit höherem Luftdruck im Norden.*

| | Südföhnstadien | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | 1. | 2. | 3. | 4. | 5. |
| *Druckniveau 450 m/M* | | | | | |
| Zürich-Lugano ..... | + 0,4 | — 4,1 | — 6,3 | — 2,4 | + 1,7 |
| Zürich-Altdorf ..... | + 0,2 | + 0,5 | — 0,5 | + 0,2 | + 0,5 |
| Altdorf-Göschenen ..... | + 0,4 | — 10,4 | — 15,4 | — 2,9 | + 3,3 |
| Göschenen-Airolo ..... | — 3,2 | — 25,8 | — 31,6 | — 18,1 | — 0,6 |
| Airolo-Lugano ..... | + 1,8 | — 0,3 | — 1,5 | — 0,7 | + 2,7 |
| *Druckniveau 1150 m/M* | | | | | |
| Göschenen-Airolo ..... | — 3,2 | — 20,6 | — 22,6 | — 12,2 | — 0,6 |
| *Druckniveau 1850 m/M* | | | | | |
| Rigi-Generoso ..... | — 0,7 | — 3,4 | — 4,8 | — 2,2 | + 0,6 |
| Rigi-Bäzberg..... | — 1,5 | — 3,0 | — 6,2 | — 1,7 | + 0,7 |
| Bäzberg-Gotthard ..... | — 3,0 | — 16,0 | — 23,0 | — 9,0 | + 4,0 |
| Rigi-Gotthard..... | — 1,8 | — 5,6 | — 9,6 | — 3,2 | + 1,4 |
| Gotthard-Generoso ..... | + 0,1 | — 1,9 | — 1,4 | — 1,6 | 0,0 |
| *Druckniveau 2100 m/M* | | | | | |
| Pilatus-Gotthard ..... | — 1,8 | — 5,6 | — 9,2 | — 2,6 | + 0,4 |

| | Nordföhnstadien | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | 1. | 2. | 3. | 4. | 5. |
| *Druckniveau 450 m/M* | | | | | |
| Zürich-Lugano ..... | — 0,3 | + 4,6 | + 6,2 | + 2,8 | + 2,1 |
| Zürich-Altdorf ..... | — 0,5 | + 1,3 | + 1,1 | + 0,7 | + 0,4 |
| Altdorf-Göschenen ..... | + 2,1 | + 4,6 | + 8,7 | + 2,9 | + 2,1 |
| Göschenen-Airolo ..... | — 7,1 | + 14,2 | + 23,2 | + 11,6 | + 9,0 |
| Airolo-Lugano ..... | + 0,7 | + 5,2 | + 5,5 | + 2,3 | + 2,0 |
| *Druckniveau 1150 m/M* | | | | | |
| Göschenen-Airolo ..... | — 7,7 | + 11,6 | + 14,2 | + 5,8 | + 4,5 |
| *Druckniveau 1850 m/M* | | | | | |
| Rigi-Generoso ..... | — 0,9 | + 2,6 | + 4,1 | + 1,2 | + 0,9 |
| Rigi-Bäzberg..... | — 1,0 | + 2,2 | + 2,2 | — 0,5 | — 0,5 |
| Bäzberg-Gotthard ..... | — 2,0 | + 6,0 | + 13,0 | + 3,0 | + 2,0 |
| Rigi-Gotthard..... | — 1,2 | + 3,0 | + 4,4 | + 0,2 | 0,0 |
| Gotthard-Generoso ..... | — 0,7 | + 2,3 | + 3,9 | + 2,0 | + 1,6 |
| *Druckniveau 2100 m/M* | | | | | |
| Pilatus-Gotthard ..... | — 0,2 | + 2,6 | + 3,2 | — 0,2 | — 0,8 |

tionen nicht wesentlich behindert ist. Einem Gradienten von — 9,6 mb auf der Leeseite zwischen Rigi und Gotthard, steht ein siebenmal kleinerer Gradient auf der Luvseite zwischen Gotthard und Generoso gegenüber.

Während sich der Gradient nach Beendigung des Talföhns zwischen Rigi und Gotthard auf — 3,2 mb, also um das Dreifache, verringert hat.

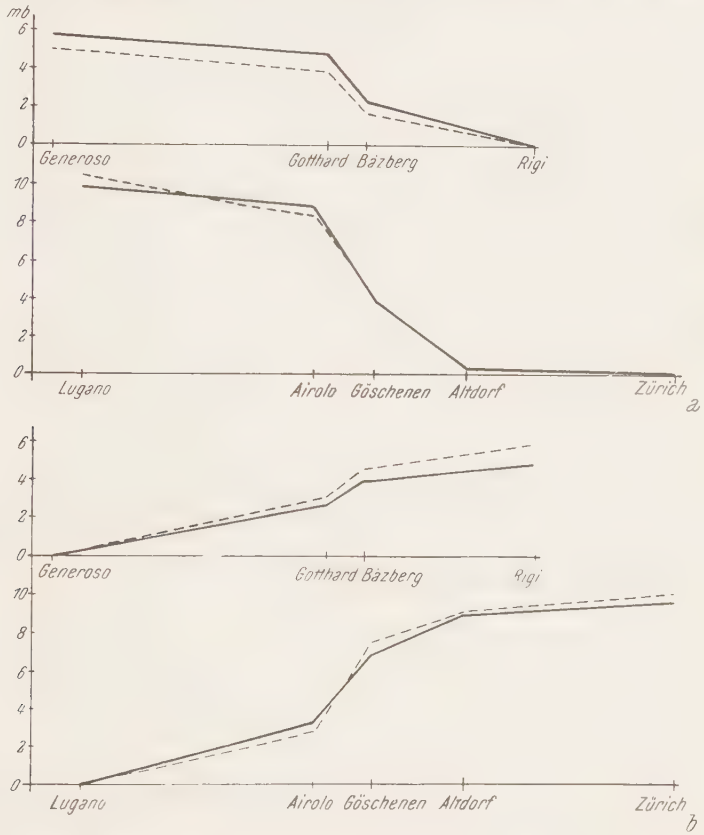



Abb. 3. Druckgradienten (ausgezogen) und Gradientänderungen (gestrichelt) bei der Ausbildung einer *Südföhn-* (*a*) und einer *Nordföhn*lage (*b*) in 1850 m/M (oben) und in 450 m/M (unten).

ist auf der Südseite der Alpen zwischen Gotthard und Generoso noch eine leichte Erhöhung desselben auf — 1,6 mb eingetreten.

Im 5. Stadium besteht in der Höhe auf der Alpensüdseite kein Druckgefälle, aber auf der Nordseite der Alpen haben sich bereits schwache Staugradienten entwickelt.

Im 1. Stadium der Nordföhnentwicklung läßt sich zwischen Zürich und Lugano ein Gradient von — 0,3 mb, zwischen Rigi und Generoso ein solcher von — 0,9 mb feststellen. Die einbrechende Kaltluft vergrößert den Gradienten bis zum 3. Stadium zwischen Göschenen und

Airolo auf + 23,2 mb (Abb. 3*b*). Zwischen Altdorf und Göschenen beträgt der Gradient noch + 8,7 mb, zwischen Zürich und Altdorf dagegen nur + 1,1 mb. Der Gradient zwischen Airolo und Lugano ist mit + 5,5 mb fast viermal größer als im Hauptstadium der Südföhnentwicklung.

In 1850 m/M ist der Druckgradient zwischen Bäzberg und Gotthard mit + 13 mb wiederum sehr bedeutend. Die Gradienten in gleicher Höhe auf der Luv- und der Leeseite sind diesmal von fast gleicher Größe.

Mit der Beendigung des Nordföhns in der Niederung schwächen sich alle Gradienten rasch ab. Im 5. Stadium läßt sich aus der Druckverteilung wiederum ein Divergenzgebiet im Alpengebiet feststellen. Einem Gradienten von + 1,6 mb zwischen Gotthard und Generoso steht ein Gradient von — 0,5 mb zwischen Rigi und Bäzberg, sowie ein solcher von — 0,8 mb zwischen Pilatus und Gotthard gegenüber.

Abb. 3*a* und *b* zeigen, daß die Druckgradientenkurven in den beiden Hauptstadien weitgehend mit den Gradientänderungskurven übereinstimmen. Die Druckgradienten können in der Nähe des Alpenkammes außerordentliche Werte erreichen und sind auf der Nordseite der Alpen, vor allem bei Südföhn, bedeutend größer als auf der Alpensüdseite.

### 7. Der thermische Einfluß auf den Druckgradienten.

Der Druckgradient $dg$ zwischen Rigi und Generoso wird nach der Formel $dg' = dg \frac{p_0}{p}$ auf das Niveau von 450 m/M reduziert. Die Differenz mit dem Druckgradienten $dG$ zwischen Altdorf und Lugano ergibt den thermischen Einfluß $\Delta p_0$ auf den Druckgradienten im Höhenbereich von 1850 m/M bis 450 m/M beidseits der Alpen:

$$\Delta p_0 = dG - \frac{p_0}{p}.$$

Mit der Formel $\Delta T_m'' = - \frac{\Delta p_0 \cdot R \cdot T_m^2}{g \cdot h \cdot p_0}$ läßt sich aus der thermisch bedingten Druckdifferenz $\Delta p_0$ der dazugehörige Unterschied der Mitteltemperatur beidseits der Alpen für den betreffenden Höhenbereich berechnen. Dazu wurde zum Vergleich noch der beobachtete Unterschied der Mitteltemperatur $\Delta T_m'$ bestimmt, wobei dem Temperaturunterschied

Tabelle 8. *Thermischer Einfluß $\Delta p_0$ auf den Druckgradienten in mb im Bereich von 1850 m/M bis 450 m/M beidseits der Alpen. $\Delta T_m''$ bedeutet den aus der thermisch bedingten Druckdifferenz berechneten Unterschied der Mitteltemperatur beidseits der Alpen für den gleichen Höhenbereich. $\Delta T_m'$ stellt den beobachteten Unterschied der Mitteltemperatur dar.*

| | Südföhnstadien | | | | | Nordföhnstadien | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 1. | 2. | 3. | 4. | 5. | 1. | 2. | 3. | 4. | 5. |
| $\Delta p_0$ | + 1,3 | - 2,4 | — 3,8 | — 1,3 | + 1,6 | + 0,9 | + 3,3 | + 4,1 | + 2,5 | + 2,1 |
| $\Delta T_m''$ | — 2,1 | + 3,8 | + 6,0 | + 2,1 | — 2,5 | — 1,4 | — 5,3 | — 6,7 | — 4,0 | — 3,4 |
| $\Delta T_m'$ | — 1,7 | + 2,8 | + 5,5 | + 2,5 | — 1,1 | — 1,2 | — 4,2 | — 7,8 | — 4,0 | — 3,2 |

der Bergstationen doppeltes Gewicht beigelegt wurde, nachdem die Temperaturen unter Berücksichtigung eines Temperaturgradienten von 0,6° 100 m auf das gleiche Niveau reduziert worden sind. Die Werte für $\Delta p_0$, $\Delta T_m''$ und $\Delta T_m'$ sind in Tabelle 8 zusammengestellt.

Der thermische Einfluß auf den Druckgradienten im Bereich von 1850 m M bis 450 m/M beträgt im Hauptstadium der Südföhnentwicklung 40%, im Hauptstadium der Nordföhnentwicklung 45% des Gradienten Altdorf-Lugano.

Die aus der thermischen Druckdifferenz berechneten Unterschiede der Mitteltemperatur $\Delta T_m''$ stimmen mit den beobachteten Unterschieden $\Delta T_m'$ in den meisten Fällen in befriedigender Weise überein, wenn man bedenkt, daß die Temperaturangaben von Rigi und Altdorf, sowie von Generoso und Lugano nicht ausreichend sind, um den Unterschied der Mitteltemperaturen zwischen diesen zwei Stationspaaren genau zu bestimmen.

## 8. Einzelfälle.

Mit Hilfe von Diagrammen wird nun der Verlauf der meteorologischen Elemente bei einer Auswahl von Süd- und von Nordföhnlagen noch anschaulicher zur Darstellung gebracht. Die Thermo-, Hygro- und Barogramme wurden, sofern dies notwendig war, auf Grund der Stationsbeobachtungen korrigiert. Um einen direkten Vergleich der Temperaturkurven Rigi, Bäzberg und Monte Generoso zu ermöglichen, wurden die Temperaturwerte, unter Berücksichtigung eines Temperaturgradienten von 0,6° 100 m, auf eine Höhe von 1850 m M reduziert. Bei den Thermogrammen vom Rigi wurde deshalb eine Korrektur von — 0,4°, bei denjenigen vom Generoso eine solche von — 1,5° angebracht.

Die aus den Diagrammen ersichtlichen Temperaturdifferenzen zwischen der Bergstation auf der Leeseite Rigi, bzw. Generoso und Bäzberg, stellen somit ein Maß für die Energie dar, die der Föhnströmung eine absinkende Beschleunigung verschafft.

Wegen Störungen infolge außerordentlich heftiger Föhnstürme mußte das Thermogramm des Bäzbergs vom 9. Februar 1943 (Abb. 4), sowie das Thermo- und Hygrogramm des Monte Generoso vom 20. bis 21. November 1944 (Abb. 7) mit Hilfe der Stationsbeobachtungen vervollständigt werden. In Abb. 4 wurde die Temperaturkurve vom Monte Generoso nach den Stationsbeobachtungen eingezeichnet, da zu dieser Zeit kein Thermograph zur Verfügung stand. Die Druckgradientkurve Zürich-Lugano, die unter den Thermogrammen gezeichnet ist, bezieht sich auf das Meeresniveau.

### *a) Übergang einer Nordföhn- in eine Südföhnlage.*

Während im Tessin noch Nordföhn weht, setzt am Vormittag des 8. Februar 1943 auf dem Jungfraujoch bereits antizyklonale Erwärmung ein.

Um 16.30 Uhr melden Bäzberg und Rigi schon schwache südliche Winde, während auf dem Generoso gleichzeitig noch abgeschwächter Nordföhn festgestellt wird. Bei abnehmendem Staugradienten bildet sich also im Alpengebiet eine Divergenzzone aus. Um 18 Uhr setzt die antizyklonale

Erwärmung, mit starker Abnahme der relativen Feuchtigkeit, auf dem Säntis ein, während der Rigi erst um Mitternacht von der absinkenden Inversionsfläche erreicht wird.

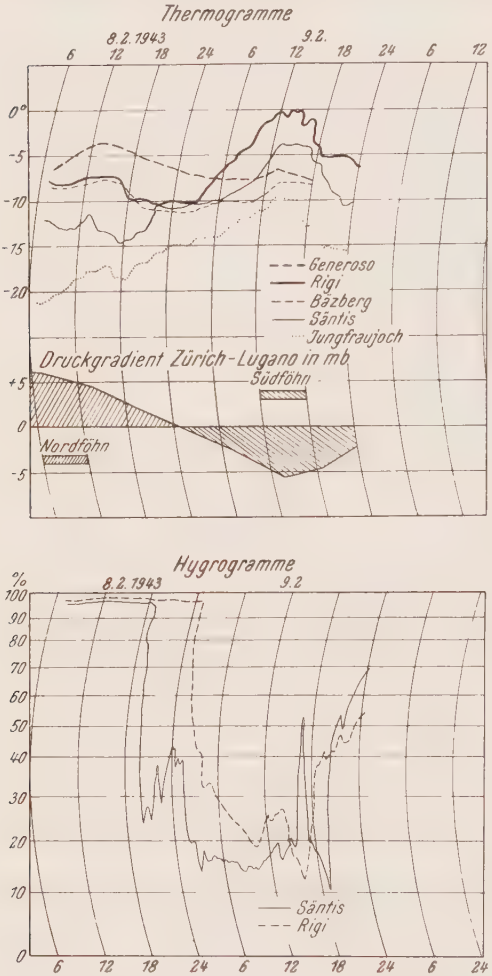



Abb. 4. Verlauf von Temperatur, Druckgradient und relativer Feuchtigkeit beim Übergang einer Nordföhn- in eine Südföhnlage vom 8. bis 9. Februar 1943. Bei der Druckgradientenkurve ist angegeben, in welcher Zeitperiode der Nordföhn in Lugano und der Südföhn in Altdorf geweht hat.

Über dem nördlichen Alpenvorland bildet sich nun ein Solenoidfeld aus. Am frühen Morgen des 9. Februar ist auch das Gotthardgebiet noch wolkenlos. Bereits in diesem Moment ist der auf die gleiche Höhe bezogene Temperaturunterschied zwischen Rigi und Bäzberg 4° und vergrößert sich bis zum Einsatz des Talföhns gegen Mittag bis auf 9°. Auch zwischen Säntis und St. Bernhard finden wir um 13.30 Uhr einen für die Höhe von 2500 m/M außerordentlichen Temperaturunterschied von 9°.

Auf dem Monte Generoso hat die relative Feuchtigkeit, bei einsetzendem leichtem Schneefall, 100% erreicht. Die Winde auf dieser Station sind während des ganzen Tages schwach aus westlicher Richtung. Dagegen finden wir auf der Nordseite der Alpen in mittleren Höhen außerordentliche Windstärken. So melden Bäzberg und Chasseron um 13.30 Uhr Südstürme von Stärke 9 bis 10. Nach oben tritt eine Abnahme der Windgeschwindigkeit und eine Winddrehung auf Südwest ein.

Im Laufe des Nachmittags wird die Föhnlage durch einen Kaltlufteinbruch abgeschwächt und bis zum andern Tag beendet.

*b) Übergang einer Antizyklonalföhnlage in eine Nordföhnlage.*

Am 29. Dezember 1943 herrschen beidseits der Alpen und auf dem Alpenkamm typisch antizyklonale Verhältnisse, bei mäßigen nördlichen Winden über dem südlichen Alpenvorland und schwachem Südwind auf dem Bäzberg. Am Vormittag des 30. Dezember ist, bei leicht bewölktem Wetter in der Höhe, die Obergrenze der Hochnebeldecke von 900 m/M bis um Mittag auf über 1800 m/M angestiegen. Nach 10 Uhr setzt auf dem Rigi und 2 Stdn. später auf dem Bäzberg ein Temperatursturz ein, der innerhalb 2 Stdn.

6° bzw. 9° erreicht. Auf dem Jungfraujoch ist die Temperatur dagegen von 07.30 bis 13.30 Uhr konstant geblieben, bis abends nur um 2°, bis zum anderen Morgen aber um 12° gefallen. Zwischen Bäzberg und Monte Generoso läßt

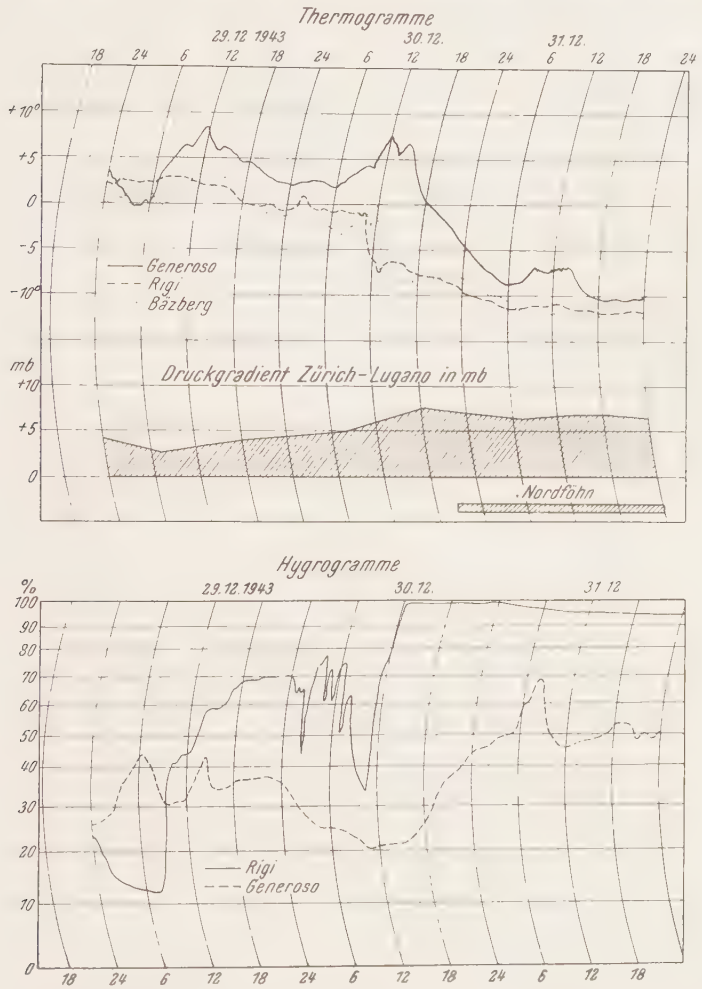



Abb. 5. Verlauf von Temperatur, Druckgradient und relativer Feuchtigkeit beim Übergang einer Antizyklonalföhnlage in eine Nordföhnlage vom 29. bis 31. Dezember 1943.

sich aus dem Thermogramm um 15 Uhr die ungewöhnlich hohe Temperaturdifferenz von 16° ablesen. Von diesem Moment an setzt aber auch auf dem Monte Generoso, bei allmählich sich verstärkenden nördlichen Winden, ein außerordentlicher Temperatursturz ein, der bis am andern Morgen ein Ausmaß von $15^1/_2$° erreicht.

In Lugano hat der Nordföhn am 30. Dezember um 21.15 Uhr eingesetzt und weht ununterbrochen bis am 1. Januar 1944 um 9 Uhr morgens.

*c) Föhniges Wetter vor zwei Nordföhnlagen.*

Am Morgen des 22. Januar 1944 läßt sich im Alpengebiet eine Divergenzzone feststellen, indem der Bäzberg bereits Südwind meldet, während die

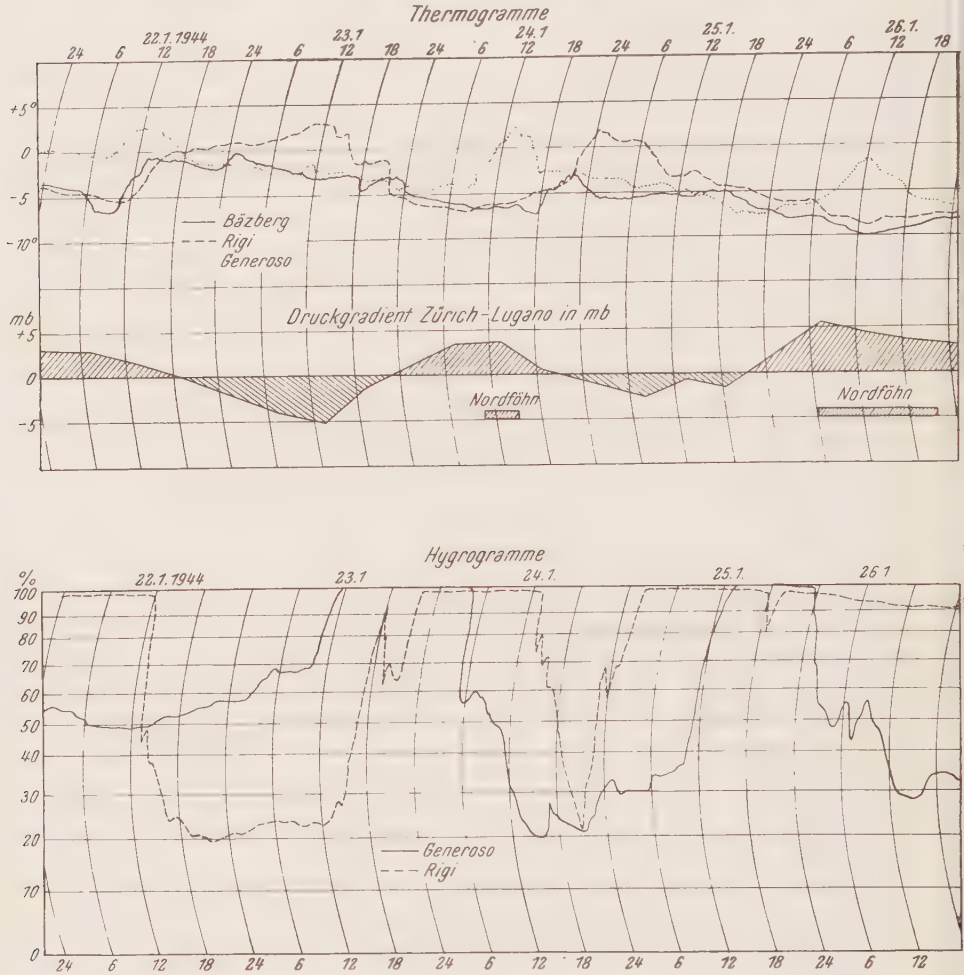



Abb. 6. Verlauf von Temperatur, Druckgradient und relativer Feuchtigkeit vom 22. bis 26. Januar 1944. Vor zwei Kaltlufteinbrüchen auf der Alpennordseite, die zu Nordföhn führen, herrscht nordwärts der Alpen föhniges Wetter.

Winde auf dem Gotthard und dem Generoso noch eine nördliche Komponente aufweisen.

Die antizyklonale Erwärmung beginnt auf dem Bäzberg um 10 Uhr und 2 Stdn. später auch auf dem Rigi, bei gleichzeitiger starker Abnahme der relativen Feuchtigkeit. Aus dem Hygrogramm vom Monte Generoso geht hervor, daß sich auf der Alpensüdseite allmählich eine aufsteigende Luft-

bewegung entwickelt, obwohl die Winde hier schwach und veränderlich bleiben. Um die Mittagszeit des 23. Januar tritt auf dem Monte Generoso der Sättigungszustand ein, und für kurze Zeit wird leichter Schneefall gemeldet.

Inzwischen hat sich auf der Nordseite ein Solenoidfeld gebildet, da sich der Temperaturunterschied zwischen Rigi und Bäzberg bis um 12 Uhr auf 6° vergrößert hat. Weil die Windrichtung über dem nördlichen Alpenvorland aber eine südwestliche ist, kommt der typische Talföhn nicht zur Geltung. Die föhnige Erwärmung setzt sich aber tagsüber gleichwohl bis in die Niederung durch. In Zürich steigt die Temperatur nachmittags, bei mäßigen südwestlichen Winden und fast bedecktem Himmel, auf über 11°, bei einer relativen Feuchtigkeit von 30%.

Nachmittags erreichen kältere Luftmassen die Schweiz. Eine erste Staffel kalter Luft bringt den Föhn in mittleren Höhen bis um 18 Uhr zum Erlöschen. Doch setzt er sich auf dem Bäzberg von 18.30 Uhr bis um Mitternacht nochmals durch und wird erst durch eine zweite Staffel Kaltluft, die um 22 Uhr auf dem Rigi einen Temperatursturz von 4° verursacht, zur Aufgabe seiner Wirksamkeit gezwungen.

Bereits 4 Stdn. später macht sich der Nordföhn auf dem Monte Generoso bemerkbar und bewirkt eine starke Abnahme der relativen Feuchtigkeit, sowie einen Temperaturanstieg, der die Temperaturdifferenz Monte Generoso-Bäzberg bis am frühen Nachmittag auf 9° anwachsen läßt. Um 11 Uhr hat der Nordföhn in Lugano begonnen, dauert aber nur bis 15 Uhr, da auf dem Jungfraujoch bereits eine antizyklonale Erwärmung eingesetzt hat, bei beginnendem Druckfall auf der Nordseite der Alpen. Dieses vorübergehende Absinken der Luftmassen unter dem aufziehenden Altostratus einer Warmfront läßt sich aus dem Hygrogramm vom Rigi am 24. Januar zwischen 13 Uhr und Mitternacht erkennen. Um 16.30 Uhr lassen die einsetzenden südlichen Winde auf dem Bäzberg und die Winde mit nördlicher Komponente auf dem Monte Generoso wiederum auf eine Divergenzzone im Alpengebiet schließen. Die Erwärmung durch die Absinkinversion ist auf dem Bäzberg bedeutend geringer, so daß bis Mitternacht eine Temperaturdifferenz von 7° zwischen Rigi und Bäzberg entsteht. Die Warmfront hat der Westschweiz am 25. Januar mäßige, der übrigen Schweiz aber nur unbedeutende Niederschläge gebracht. Bei schwachem Föhngradienten bleibt auch der Föhneinfluß gering. Die südlichen Winde beschränken sich auf den oberen Teil der nördlichen Föhntäler, und die Winde nehmen über dem nördlichen und südlichen Alpenvorland vorwiegend eine westliche Richtung an.

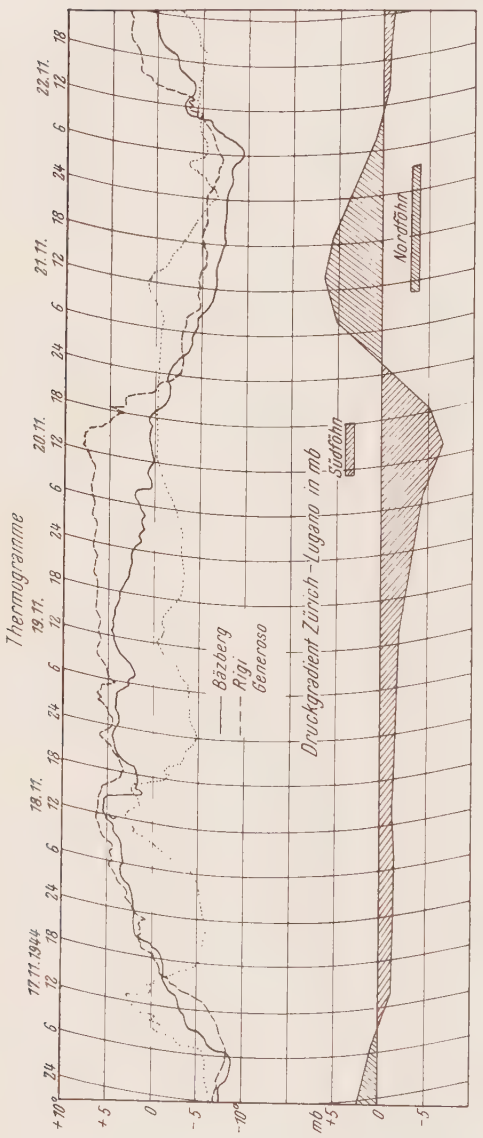
Ein neuer Kaltlufteinbruch läßt den Föhngradienten im Laufe der Nacht wieder in einen Staugradienten übergehen. Der Nordföhn setzt auf dem Monte Generoso um Mitternacht und in Lugano morgens 6 Uhr ein. Zwischen Monte Generoso und Bäzberg ergibt sich um die Mittagszeit des 26. Januar eine Temperaturdifferenz von 8°.

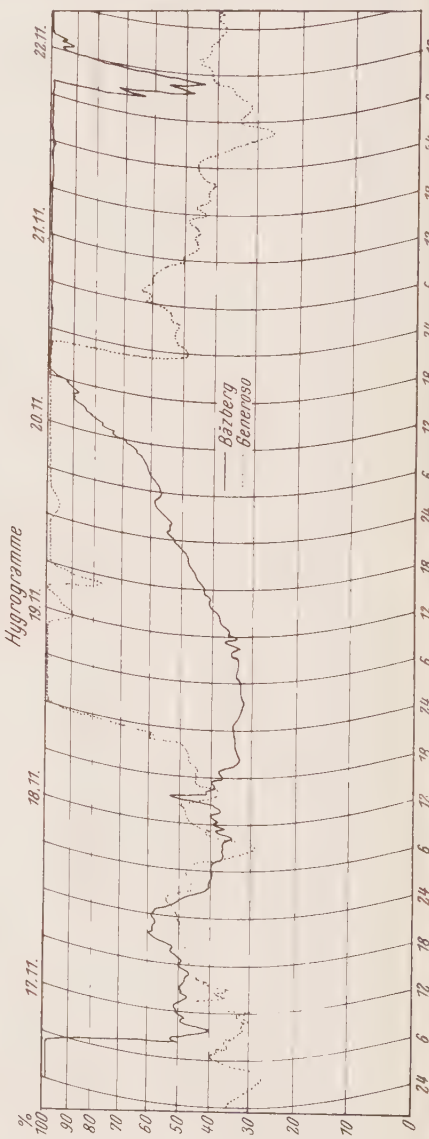
*d) Ausbildung einer Südföhnlage mit Übergang in Nordföhn.*

Ein kräftiger Luftdruckanstieg, nach einer abschließenden Kaltfront, hat am 16. November 1944 eine Periode unbeständigen Westwetters beendet.

Die antizyklonale Erwärmung setzt auf dem Bäzberg am 17. November um 5 Uhr, auf dem Rigi einige Stunden später ein. Vom Abend des 16. November bis am Mittag des 18. November finden wir auf dem Jungfraujoch einen Temperaturanstieg von 18°, auf dem Rigi einen solchen von 13°. Wir sehen hier deutlich, daß die intensivsten Temperaturerhöhungen oberhalb 1000 bis

1500 m/M meist bereits im antizyklonalen Föhnstadium auftreten. Am 17. und 18. November besteht im Alpengebiet eine deutlich ausgeprägte Divergenzzone.




Auf der Südseite nehmen nun die Winde allmählich auch eine südliche Richtung an, und um Mitternacht vom 18. auf den 19. November steigt die relative Feuchtigkeit auf dem Monte Generoso auf 100%. Allerdings besteht in diesem Moment auf der Alpensüdseite noch keine geschlossene Wolken-

decke, da Lugano sogar am Abend des 19. November erst eine Bewölkungsmenge von $^3/_{10}$ aufweist. Aus der ansteigenden Kurve der relativen Feuchtigkeit auf dem Bäzberg vom 19. bis 20. November läßt sich der allmähliche Übergang vom antizyklonalen in das zyklonale Stadium des Föhns erkennen, indem in der Nähe des Alpenkammes nach und nach feuchtere Luftmassen in den Zirkulationsprozeß einbezogen werden. Zur Bildung einer Föhnmauer über den Alpen kommt es erst gegen Mittag des 20. November. Bis zu diesem Zeitpunkt ist die Temperaturdifferenz Rigi-Bäzberg auf 8° angewachsen, und der Föhn hat sich bis zum Talboden durchgekämpft.

Um 13.30 Uhr, bei vollentwickeltem Talföhn auf der Nordseite der Alpen, meldet der Monte Generoso schwachen Nordwestwind. Auch die übrigen Stationen der Alpensüdseite weisen unterhalb 1600 m/M, bis in die Nähe des Alpenkammes, nördliche Winde auf.

Ein scharfer Kaltlufteinbruch führt am Abend des 20. November ein rasches Ende der Südföhnlage herbei und leitet über zu Nordföhn, der auf dem Monte Generoso bereits vor Mitternacht, in Lugano am anderen Morgen um 10.30 Uhr einsetzt. Um die Mittagszeit des 21. November ist die Temperatur auf dem Monte Generoso um 1° höher als am Vortag, auf dem Rigi dagegen um 13° tiefer. Am Morgen des 22. November finden wir unter einer aufziehenden Warmfront neuerdings ein Divergenzgebiet in den Alpen. Unter dem Altostratus läßt sich aus dem Hygrogramm vom Bäzberg zwischen 10 und 12 Uhr eine absinkende Inversion feststellen, worauf dann die Erwärmung dynamischer allmählich in eine solche advektiver Natur übergeht.

*e) Übergang einer Nordföhn- in eine Dimmerföhnlage*[1].

Im folgenden Fall soll der Temperaturverlauf an den Stationen Jungfraujoch (3578 m/M), Großer St. Bernhard (2476 m/M) und Säntis (2500 m/M) bei der Entwicklung einer Föhnlage gezeigt werden. Da die beiden letzteren Stationen fast die gleiche Höhe aufweisen, so können ihre Temperaturkurven direkt verglichen werden, um ein Maß für die Ausbildung des Solenoidfeldes zu erhalten. Gleichzeitig soll auch der Föhndurchbruch bis nach Zürich im Thermo- und im Hygrogramm zur Darstellung kommen.

Die antizyklonale Erwärmung beginnt auf dem Jungfraujoch am Mittag des 14. Dezember 1945, während in Lugano noch Nordföhn weht. Um 20 Uhr setzt die Erwärmung auf dem im westlichen Alpengebiet gelegenen St. Bernhard und erst nach Mitternacht auf dem Säntis ein, so daß zwischen dieser Station und dem Jungfraujoch während 8 Stdn. eine Inversion besteht. Am Mittag des 16. Dezember dreht der Wind auf dem Gotthard und am Abend auf dem St. Bernhard auf Süden. Am 17. Dezember um 2 Uhr früh beginnt auf dem Jungfraujoch nochmals eine dynamische Erwärmung, die sich einige Stunden später auch auf dem Säntis kräftig auswirkt und die relative Feuchtigkeit bis am Mittag auf 20% sinken läßt. Dagegen ist die Temperatur auf dem St. Bernhard langsam gefallen, so daß sie um 14 Uhr 9° tiefer als auf dem Säntis und sogar 2° niedriger als auf dem Jungfraujoch ist. Die relativen Feuchtigkeiten sind zu diesem Zeitpunkt auf den Bergstationen des nördlichen Alpenvorlandes sehr niedrig, und der isobare Temperaturunterschied zwischen Pilatus und Gotthard ist auf den außergewöhnlichen Wert von 13° angewachsen, während die Winde in mittleren Höhen noch verhältnismäßig schwach sind. Gegen Mittag ist der Föhn bis nach Altdorf hinunter vorgedrungen, während die Föhnmauer in Bildung begriffen

[1] Über Dimmerföhn vgl. S. 462.

ist. Der Nord-Südgradient des Luftdruckes verstärkt sich rasch, und das antizyklonale geht in das zyklonale Stadium des Föhns über. Niederschlag setzt in Lugano erst um 21 Uhr ein.

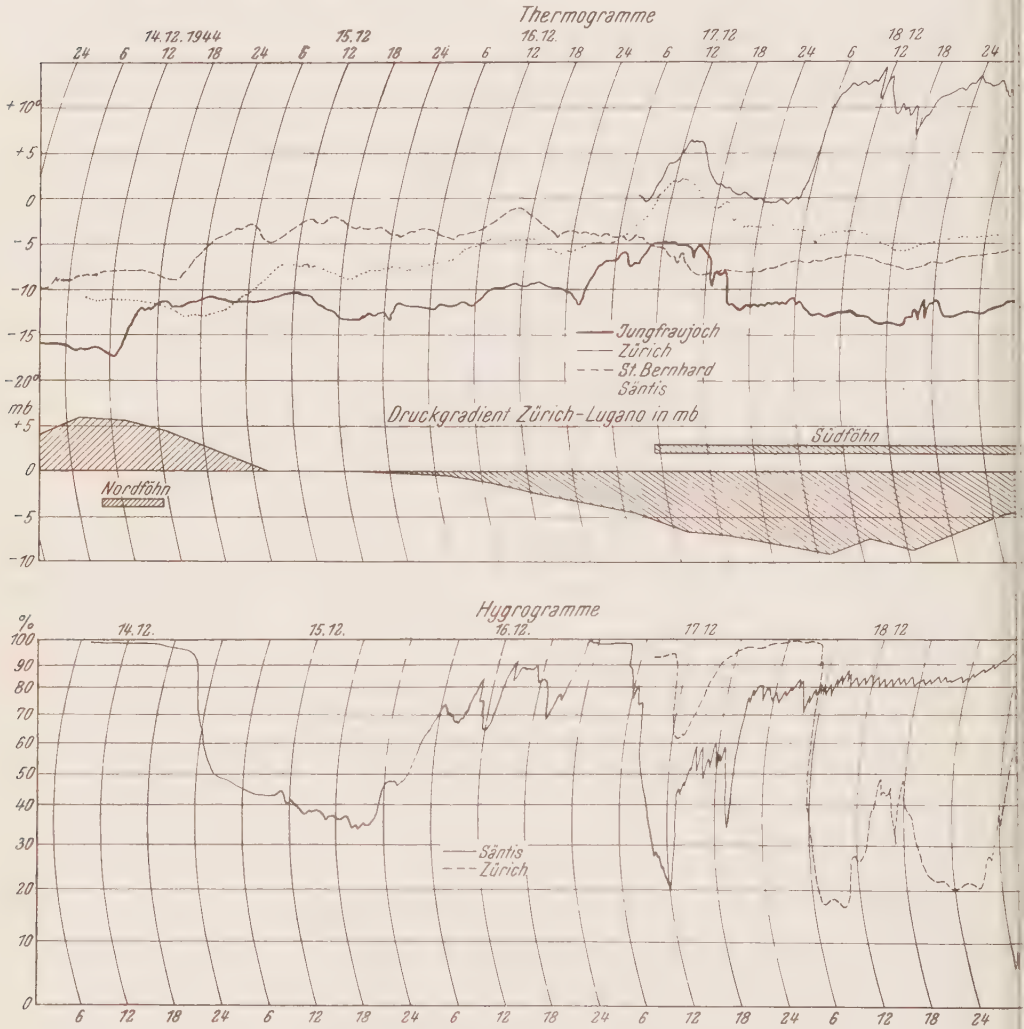



Abb. 8. Verlauf von Temperatur, Druckgradient und relativer Feuchtigkeit vom 14. bis 19. Dezember 1945. Aus einer Nordföhnlage entwickelt sich eine Dimmerföhnlage.

Der auf 100 km bezogene Nord-Südgradient zwischen Zürich und Lugano wächst bis zum anderen Morgen auf 10 mb an, und um 5 Uhr früh dringt der Föhn mit einem Temperatursprung von 10° innerhalb einer Stunde bis nach Zürich hinein vor.

Im Laufe des Tages verstärkt sich der Höhenwind noch weiter und erreicht auf dem Säntis Geschwindigkeiten bis zu 100 km/Std., während sich

die Temperaturdifferenz zwischen Säntis und St. Bernhard, bzw. Pilatus und Gotthard vermindert. Um 13.30 Uhr wird das Reußtal oberhalb von Altdorf vom Föhnsturm überweht, da seine Absinkgeschwindigkeit nicht mehr ausreicht, um dem abfallenden Geländeprofil zu folgen. Bis nach Altdorf hinunter fällt aus der nach Norden vorgeschobenen Föhnmauer Regen, während in Zürich gleichzeitig leicht bewölktes Wetter herrscht (Dimmerföhn).

Nach einigen Föhnpausen ist der Föhn in Zürich um 18 Uhr nochmals in voller Stärke durchgebrochen und hat erst im Laufe des Vormittags vom 19. Dezember endgültig aufgehört. In Altdorf hat er sich dagegen noch bis in die Nachtstunden hinein erhalten. Diese Föhnlage ist in einer früheren Arbeit [98] ausführlich beschrieben worden.

*f) Der Druckverlauf beim Übergang von Süd- in Nordföhn.*

In der Nacht vom 25. auf den 26. Januar 1945 hat sich rasch eine Südföhnlage gebildet. Der Talföhn hat in Altdorf bis gegen 10 Uhr angehalten. Ein äußerst scharfer Kaltlufteinbruch führt die Südföhnlage nachmittags in eine Nordföhnlage über. Bereits um 17 Uhr setzt der Nordföhn in Locarno und um 17.30 Uhr in Lugano ein. Wir finden hier den sehr seltenen Fall, daß der Beginn des Nordföhns im Tal nur 6 bis 7 Stdn. auf das Ende des Südföhns am Ausgang der nördlichen Alpentäler folgt. Die Barogramme dieser interessanten Wetterlage sind in Abb. 9 eingezeichnet.

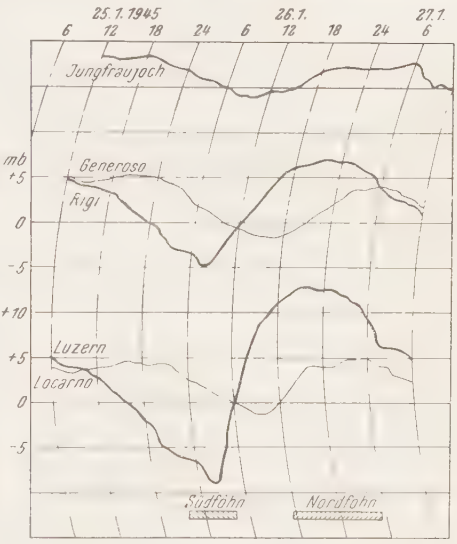



Abb. 9. Barogramme von Berg- und Talstationen beidseits der Alpen vom 25. bis 27. Januar 1945. Sehr rascher Übergang von Süd- in Nordföhn.

Für den Druckverlauf an den Talstationen beidseits der Alpen standen die Barogramme von Luzern und Locarno zur Verfügung. Der Druckverlauf an diesen beiden Stationen stimmt weitgehend mit demjenigen von Zürich, bzw. von Lugano überein. Die Druckkurven sind so gezeichnet worden, daß aus ihnen der entsprechende Nord-Südgradient des Luftdruckes annähernd entnommen werden kann. Von 8 bis 16 Uhr, also innerhalb von nur 8 Stdn., ist in der Niederung ein Südföhngradient von 11 mb in einen Nordföhngradienten von über 10 mb übergegangen. Zwischen Rigi und Monte Generoso wechselt der Druckgradient in der gleichen Zeit von — 6 mb auf + 6,5 mb.

Die einbrechende Kaltluft, die den Rigi um 9 Uhr, den Säntis um 10 Uhr und das Jungfraujoch um 10.30 Uhr erreicht, verursacht im Laufe des Tages die folgenden Temperaturänderungen:

| | |
|---|---|
| Altdorf | — 10° |
| Rigi | — 10° |
| Säntis | — 12° |
| Jungfraujoch | — 15° |
| Generoso | — 1° |
| Locarno | + 3°. |

Der Temperaturanstieg in Locarno bezieht sich auf die Zeit von 10 bis 19.30 Uhr. Von diesem Zeitpunkt an beginnt die Temperatur auch in Locarno zu fallen, aber nur um 4° bis am anderen Morgen. Wir sehen damit, daß der Nordföhnbeginn in der Niederung der Alpensüdseite, auch bei einem intensiven Kaltlufteinbruch auf der Nordseite der Alpen, mit einem Temperaturanstieg verbunden sein kann. Intensive Druck- und Temperaturänderungen auf der Nordseite werden auf der Südseite durch das Alpenmassiv stark gedämpft. Der Druckverlauf auf dem Jungfraujoch stimmt viel weitgehender mit dem Druckverlauf von Locarno als mit demjenigen von Luzern überein. Diese Feststellung läßt sich in den weitaus meisten Fällen des Wettergeschehens machen. In dieser Tatsache drückt sich eine gewisse „Passivität" im Wetterablauf der Alpensüdseite aus.

Am 26. Januar steigt der Druck von 8 bis 20 Uhr in Luzern um 21,3 mb, auf dem Jungfraujoch um 3,3 mb und in Locarno um 0,2 mb. Auf Grund dieser Druckänderungen ergibt sich die thermisch bedingte Druckänderung zwischen Jungfraujoch und Luzern zu + 16,4 mb und diejenige zwischen Jungfraujoch und Locarno zu — 4,8 mb. In diesen Zahlen ist aber die gleichzeitige Gradientänderung zwischen Jungfraujoch und der Talstation im Niveau der Bergstation inbegriffen. Deshalb sind die durch die Temperaturänderungen verursachten thermischen Druckänderungen für den erwähnten Höhenbereich etwas kleiner, aber auf der Alpennordseite gleichwohl sehr bedeutend.

*g) Radiosondenaufstiege bei der Entwicklung einer Südföhnlage.*

Für zwei Fälle soll noch gezeigt werden, wie sich die Temperatur in der Troposphäre und in der Stratosphäre beim Übergang einer Nordföhn- in eine Südföhnlage ändert. Es wurden die Radiosondenaufstiege der Station Payerne verwendet, die 60 km nördlich der Alpen liegt. Die Aufstiege erfolgten zwischen 07.30 und 08.30 Uhr.

Die Entwicklung der Dimmerföhnlage vom 18. Dezember 1945.

Am Morgen des 14. Dezember finden wir oberhalb 3500 m/M eine Inversion von 5°. Im Tessin weht tagsüber Nordföhn. Die Obergrenze der Inversion senkt sich bis am anderen Morgen auf zirka 2500 m/M, während die Temperatur unterhalb 1700 m/M und oberhalb 3700 m/M fällt. Vom 15. bis 17. Dezember steigt der Druck in 8000 m/M um 6 mb, in 6000 m/M um 3 mb, in 4000 m/M bleibt er gleich und fällt in der Niederung um 11 mb. Oberhalb 1000 m/M ist die Temperatur um 6 bis 9° gestiegen, in der Niederung dagegen nur um 1°.

Zwischen Radiosonde und Gotthard besteht am Morgen des 17. Dezember eine Temperaturdifferenz von 11°, zwischen Radiosonde und Jungfraujoch eine solche von 5,5°. Bei geringen relativen Feuchtigkeiten ist der Höhepunkt des Antizyklonalstadiums erreicht. Im Laufe des Tages entwickelt sich das zyklonale Stadium des Föhns, das am 18. Dezember in das Dimmerföhnstadium übergeht. Während die Temperatur unterhalb 1500 m/M bis am 18. Dezember gestiegen ist, in Altdorf um $11^1/_2°$ und in Zürich um $12^1/_2°$, findet in der Höhe ein mäßiger bis starker Temperaturfall statt. Dadurch ist der Temperaturgradient in der unteren Troposphäre größer geworden. Der Temperaturgradient hat vom 17. bis 18. Dezember zwischen 2000 und 4000 m/M von 0,40°/100 m auf 0,68°/100 m zugenommen. Wir sehen, daß beim Übergang vom antizyklonalen zum zyklonalen Stadium des Föhns die Stabilität der Luftmassen abnimmt, daß aber in der Vertikalen bei weitem nicht adiabatische Temperaturgradienten auftreten.

Die beträchtliche Erwärmung oberhalb 1500 m/M erfolgte bereits im Antizyklonalstadium, während der zyklonale Föhn durch Wegschaffung der Bodenkaltluftschicht nur in den untersten 1000 m der Atmosphäre einen Temperaturanstieg zu bewirken vermag, der allerdings in den Föhntälern große Werte erreicht.

## Die Entwicklung der Dimmerföhnlage vom 29. März 1947.

Am 25. März weht von 10 bis 19 Uhr Nordföhn in Lugano. Am Morgen dieses Tages besteht oberhalb 2000 m/M eine sehr stabile Schichtung, bei tiefliegender Stratosphärengrenze. Am Abend ist noch ein Nord-Südgradient von + 8,5 mb vorhanden, der sich bis am Morgen des 26. März auf + 1 mb verringert. Unterhalb 1500 m/M ist die Temperatur noch gefallen, in der mittleren Troposphäre dagegen stark gestiegen. Zwischen 1700 und 2400 m/M läßt sich eine Inversion von 4° erkennen, und in 3600 m/M ist die Temperatur gleich hoch wie in 1700 m/M. Bis am 28. März bildet sich ein Südföhngradient von — 4 mb. Die Temperaturverteilung mit der Höhe zeigt an diesem Tag zwei Inversionen, deren Obergrenzen sich in 1900 und 1100 m/M befinden. Der Talföhn hat im Laufe der Nacht begonnen und sich um 8 Uhr auch in Zürich durchgesetzt, wo er bis am Mittag einen Temperaturanstieg von 17° bringt.

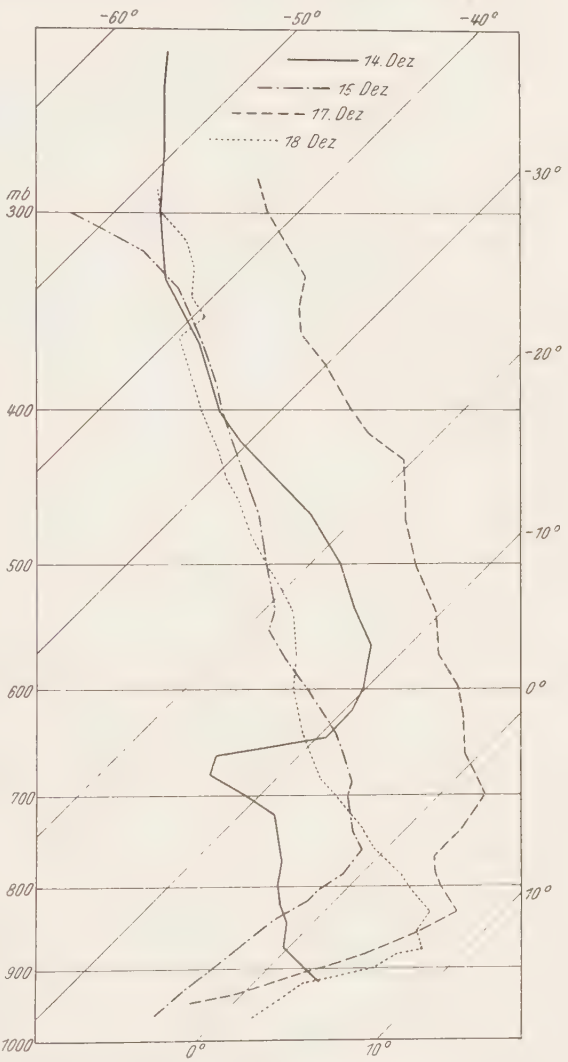



Abb. 10. Radiosondenaufstiege vom 14. bis 18. Dezember 1945. Aus einer Nordföhnlage entwickelt sich eine Dimmerföhnlage (vgl. auch Abb. 8).

Bis zum Morgen des 29. März verstärkt sich der Südföhngradient, bei einem weiteren Temperaturanstieg unterhalb 4000 m/M, auf 8 mb. In 2000 m/M ist die Temperatur jetzt um 15° höher als während des Nordföhnstadiums, in der Stratosphäre in 11 000 m/M dagegen um 8° kälter.

Vom 25. bis 29. März hat der Temperaturgradient zwischen 2000 und 9000 m/M von 0,52°/100 m auf 0,78°/100 m zugenommen.

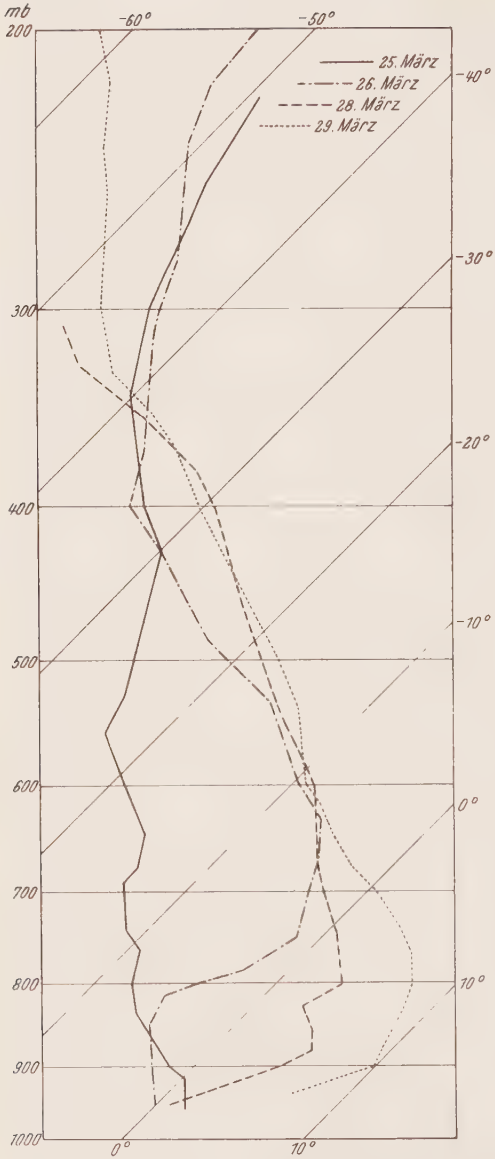



Abb. 11. Radiosondenaufstiege vom 25. bis 29. März 1947. Aus einer Nordföhnlage entwickelt sich eine Dimmerföhnlage.

Über die Mittagszeit entwickelt sich das Dimmerföhnstadium. Die Windgeschwindigkeit auf dem Säntis nimmt bis auf 120 km/Std. zu. Der Föhn hört in Altdorf und im oberen Reußtal bis um 11 Uhr auf, während er in Zürich bis 14 Uhr anhält. Dann aber wird das Föhnende auch hier durch eine Kaltfront herbeigeführt, die innerhalb von 4 Stdn. einen Temperaturfall von 10° bringt.

## II. Theorie der Süd- und Nordföhnentwicklung.

In diesem Kapitel sollen die wichtigsten Stadien der Süd- und der Nordföhnentwicklung kurz und schematisch zusammengefaßt werden. Es ist wohl keine sehr einfache und dankbare Aufgabe, einen atmosphärischen Vorgang schematisch darzustellen; denn die Ereignisse in der Atmosphäre sind, wie die Lebensvorgänge, sehr mannigfaltig und komplexer Natur. So wird auch bei der Entwicklung des Föhns jeder Einzelfall in bezug auf Vorgeschichte, Ablauf und Ende, sowie auf die Vorgänge, die sich beidseits der Alpen in der Niederung und in der Höhe abspielen, mehr oder weniger von einem mittleren Fall abweichen. In dieser Darstellung soll nun aber gleichwohl versucht werden, die Hauptpunkte der Föhnentwicklung, die für das Verständnis und die Theorie der Föhnvorgänge von Bedeutung sind, möglichst klar zum Ausdruck zu bringen.

### 1. Das Antizyklonalstadium des Südföhns.

Nach einem Kaltlufteinbruch mit Druckanstieg, der vorerst in der Niederung und später auch in der Höhe erfolgt, setzt in der Troposphäre

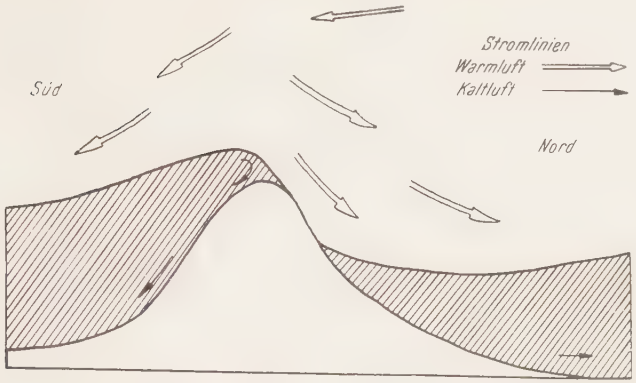



Abb. 12. Das *Antizyklonalstadium* des Föhns. Antizyklonales Absinken der Luftmassen und Ausbildung einer Divergenzzone in den Alpen.

ein antizyklonales Absinken der Luftmassen ein (Abbildung 12). Der Temperaturanstieg, mit gleichzeitiger Abnahme des Staugradienten und der relativen Feuchtigkeit, ist zuerst in der oberen und mittleren Troposphäre bemerkbar und vielfach schon in einem vorangehenden Nordföhnstadium festzustellen (Abb. 13). Die durch Advektion absinkender Luftmassen verursachte Erwärmung ist auf der Nordseite der Alpen intensiver und bewirkt hier einen thermisch bedingten Druckfall. Auf der Alpensüdseite steigt der Druck noch weiter bei gleichzeitiger Temperaturabnahme vor allem in der Niederung.

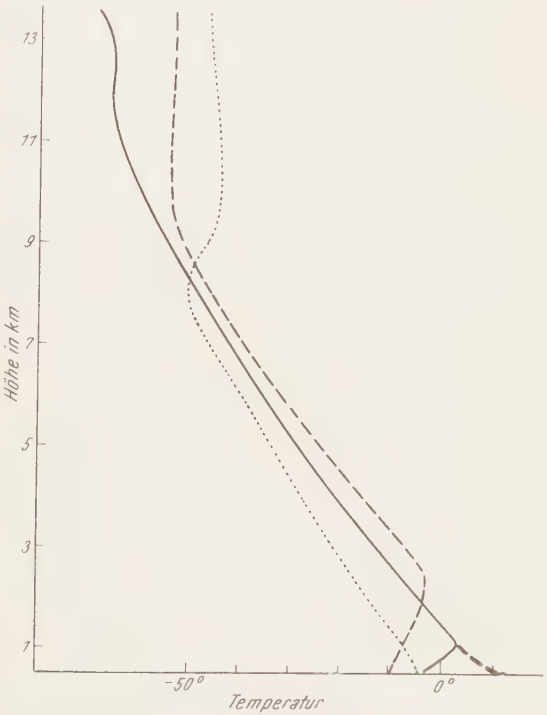



Abb. 13. Schematische Temperaturverteilung mit der Höhe auf der Nordseite der Alpen im *Antizyklonalstadium* (gestrichelt), im *Zyklonalstadium* (ausgezogen; Föhndurchbruch in der Niederung: dick gestrichelt) und im *Nordföhnstadium* (punktiert).

Während in der Höhe, auf der Ostseite eines durch die troposphärische Erwärmung bewirkten Hochdruckkeiles, meist noch Winde mit nördlicher Komponente wehen, stellt sich in der unteren

Troposphäre ein durch den thermischen Druckfall bedingtes, schwaches Luftdruckgefälle vom Alpenkamm nach Norden ein (Abb. 14*a*). Im Zusammenhang mit der vorherigen Staulage besteht auch vielfach noch ein geringes Druckgefälle vom Alpenkamm nach Süden, womit es in den Alpen zur Ausbildung einer Divergenzzone kommt. Auf der Alpennordseite entwickeln sich somit in mittleren Höhen, oft bereits bei noch leichter Staulage, südliche Winde, die sich allmählich verstärken. Auch in der Niederung bewirkt der sich bildende, nach Norden gerichtete Druckgradient ein teilweises Abfließen der Luftmassen von den Alpen weg. Diese schwachen südlichen Winde im Antizyklonalstadium lassen sich allerdings in der Niederung nicht in allen Föhntälern eindeutig feststellen und sie vermögen sich auch häufig nicht gegen den tagsüber aufkommenden Talwind durchzusetzen. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß der Abfluß der Kaltluft der Niederung durch das Juragebirge gehemmt wird.

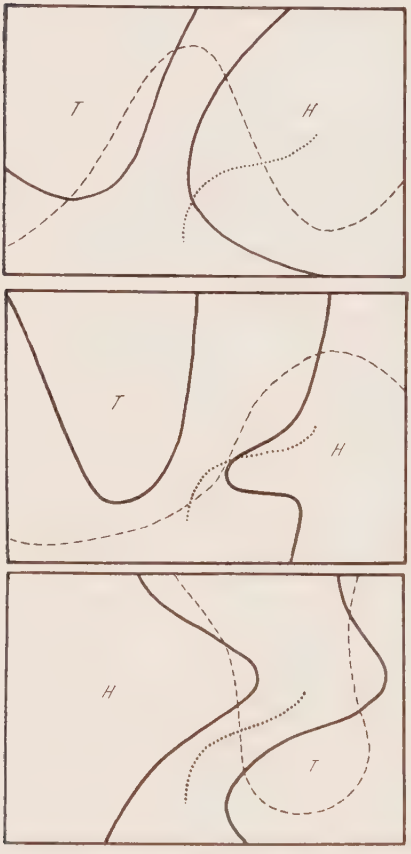



Abb. 14. Schematische Druckverteilung im *Antizyklonalstadium* (*a*), im *Zyklonalstadium* (*b*) und im *Nordföhnstadium* (*c*). Isobaren (ausgezogen) im Meeresniveau und Isopotentiale (gestrichelt) der 500 mb-Fläche. Der Alpenkamm ist punktiert gezeichnet.

Beidseits der Alpen lagert in der Niederung ein Kaltluftsee. Die Inversionsfläche senkt sich vielfach nur für kurze Zeit oder überhaupt nicht unter das Niveau des Gotthardpasses, da die Inversionszone über dem Alpenkamm bereits durch schwache aufsteigende Südwinde aufgelöst wird. Da der Temperaturanstieg, der durch die Advektion absinkender Luftmassen verursacht wird, über dem nördlichen Alpenvorland am stärksten ist, bildet sich hier ein gegen die Alpen gerichtetes isobares Temperaturgefälle, das häufig schon im Antizyklonalstadium bedeutende Werte annehmen kann.

### 2. Das Zyklonalstadium des Südföhns.

Mit der Verstärkung des Südföhngradienten, der zwischen Zürich und Lugano über 10 mb/100 km erreichen kann, setzt auch über dem südlichen Alpenvorland eine Südströmung ein. Die Winde in der mittleren

und oberen Troposphäre erhalten, wegen der Verschiebung des Höhenhochdruckkeiles nach Osten, eine südwestliche, später auch eine südliche Richtung (Abb. 14*b*).

Der auf der Südseite der Alpen sich einstellende Hochdruckkeil, das sogenannte Föhnknie, ist thermischer Natur und entsteht durch die Abkühlung der von Süden her aufgleitenden Luftmassen. Über den Alpen bildet sich eine Föhnmauer. Im Süden der Alpen läßt sich in der Niederung ein Luvwirbel feststellen, da unterhalb 800 bis 1200 m/M vielfach nördliche Winde wehen. Die Stromlinien der aufgleitenden Luftmassen verlaufen hier flacher als das Geländeprofil.

Da der Temperaturgradient entlang des Alpenprofils auf der Luvseite kleiner ist als der feuchtadiabatische, die Schichtung also eine sehr

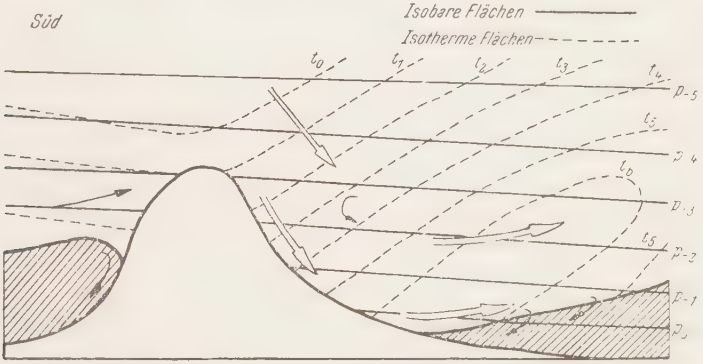



Abb. 15. Das *Zyklonalstadium* des Föhns. Auf der Südseite der Alpen entwickelt sich ein aufsteigender Luftstrom und ein Luvwirbel in der Niederung. Auf der Nordseite verschafft das Solenoidfeld der Föhnströmung die kinetische Energie zur Ausräumung der Bodenkaltluftschicht.

stabile ist, so bewirkt die aufsteigende Luftbewegung auf dem Alpenkamm eine Abkühlung und eine Zunahme der Stabilität, weil die Stromlinien mit anwachsender Höhe immer flacher verlaufen. Dadurch verstärkt sich auf der Nordseite das Temperaturgefälle gegen den Alpenkamm und erreicht zwischen den 50 km entfernten Stationen Pilatus und Gotthard im Mittel 7°, in extremen Fällen über 10°. Mit der Höhe nimmt diese Temperaturdifferenz ab und ist in 3000 m/M noch etwa halb so groß. Auf dem Alpenkamm und vor allem auf den verhältnismäßig niedrig gelegenen Alpenpässen ist somit bedeutend dichtere Luft vorhanden als nördlich davon. Durch diese Druck- und Temperaturverteilung schneiden sich die isobaren und die isothermen Flächen, und es entsteht ein baroklines Solenoidfeld. In einem Solenoid ist die Zirkulation entlang der unteren Isobare von Kalt nach Warm, entlang der oberen Isobare umgekehrt gerichtet. Die Summation aller Zirkulationskomponenten der einzelnen Solenoide zeigt, daß die südliche Strömung eine Beschleunigung erhalten muß, die gegen das Tal hinunter gerichtet ist. Die Zirkulationsbeschleunigung längs einer geschlossenen Kurve ist

gleich der Zahl der von der Luftströmung in positivem Sinn umkreisten isobar-isothermen Solenoide.

Die Zirkulationsbeschleunigung $\frac{dC}{dt}$ und damit die Zahl der Solenoide $N$ wird berechnet nach der Formel:

$$\frac{dC}{dt} = -\oint v \cdot dp = -R \cdot \oint T \cdot d(\ln p) = N.$$

Für eine Temperaturdifferenz von 7° zwischen Pilatus und Gotthard ergibt sich für einen Bereich von 700 bis 900 mb eine Solenoidzahl von 505. Die Zirkulationsenergie, die diese Solenoidzahl zur Folge hat, ist außerordentlich groß.

Der bedeutende Druckgradient, der auch in 2000 m/M über 10 mb/100 km erreichen kann, sowie das gut entwickelte Solenoidfeld, das die absinkende Komponente der Föhnströmung bewirkt, ermöglichen es dieser, mit stürmischer Heftigkeit in die Täler hinunterzustoßen und die Bodenkaltluftschicht wegzuräumen oder zum Abfluß zu zwingen. Tagsüber und in der wärmeren Jahreszeit wird das Durchgreifen des Föhns in die Niederung durch die stärkere Einstrahlung erleichtert.

Das Solenoidfeld auf der Leeseite der Voralpenketten wird durch den Föhn lokal immer wieder neu verstärkt, indem dieser stabilgeschichtete Luftmassen der Niederung unter adiabatischer Abkühlung auf die Pässe und Bergrücken hinaufbefördert.

Entlang der Aufgleitfläche der Föhnströmung über die verbleibende Kaltluftschicht der Niederung kann sich lokal ein Solenoidfeld mit gegensinniger Drehbeschleunigung entwickeln. Dieses bewirkt offenbar, wie die Beobachtungen zeigen, daß der Wind vor dem Durchbruch des Föhns im Tal nochmals für kurze Zeit auf Nord umschlägt. Mörikofer [*95*] hat diesen Wind als passive Nordströmung bezeichnet.

Häufig bildet sich am Ausgang der Föhntäler in der Niederung ein durch die Föhnluft verursachtes lokales Druckminimum, was zur Folge hat, daß die Winde im nördlichen Mittelland aus Sektor Nord wehen.

Abb. 13 zeigt, daß die Temperatur bei voll entwickeltem Südföhn oberhalb 2000 bis 3000 m/M häufig wieder fällt, während die Inversionsfläche weiter abgesunken ist. In den Föhntälern vermag die energiegeladene Föhnströmung, nach hartem Kampf mit der trägen Kaltluftschicht, die Inversion zum Verschwinden zu bringen. In der oberen Troposphäre ist die Temperatur, offenbar mit der Verlagerung des luvseitigen Aufwindfeldes nach der Leeseite in der Höhe, am stärksten gefallen, bei gleichzeitiger Verschiebung der Stratosphärengrenze nach oben.

### 3. Das Dimmerföhnstadium.

In seltenen Fällen entwickelt sich der zyklonale Talföhn zum Dimmerföhn[1]. Bei dieser Situation reicht die Föhnmauer bis auf die andere

[1] „Dimmer" ist das schweizerische Dialektwort für Dämmerung und weist darauf hin, daß der Talhintergrund im Lee wegen der über den Alpenkamm herüberreichenden Föhnmauer und infolge der Diesigkeit der Luft in einem dämmerigen Zustand erscheint.

Seite des Alpenkammes hinüber und es fällt gelegentlich auch im Lee feiner Niederschlag. Druckgradient und Windgeschwindigkeit nehmen dabei außerordentlich hohe Werte an. Dieser Fall tritt vor allem auf, wenn ein Tief, das durch Kaltluftzufuhr auf seiner Rückseite stark aktiviert wurde, mit seinem Zentrum verhältnismäßig nahe an den Alpen vorbei zieht. Dabei verstärkt sich der Druckgradient zwischen Zürich und Lugano meist auf über 10 mb/100 km, und besonders in der Höhe treten enorme Gradientwerte auf, die 15 mb 100 km erreichen können. Dabei ist aber zu beachten, daß die Stromlinien gegen die isobaren Flächen geneigt sind. Auch die Windstärken auf den Bergstationen sind außergewöhnlich und überschreiten vielfach eine Geschwindigkeit von 120 km/Std. Auf der Westseite des Warmluftkeiles

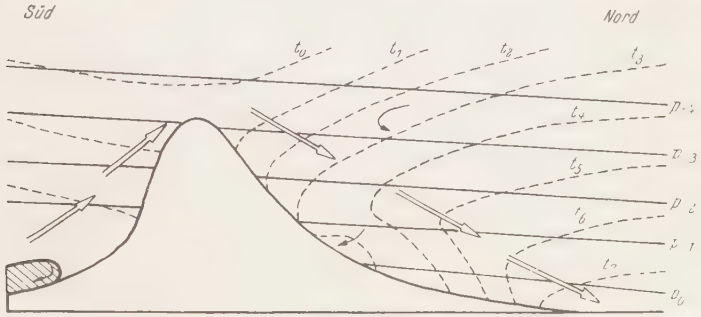



Abb. 16. Das *Dimmerföhnstadium*. Der Föhnsturm vermag nicht mehr dem Geländeprofil zu folgen, sondern erreicht den Erdboden erst am Ausgang der Föhntäler und stürmt dann viel heftiger und weiter als gewöhnlich ins Mittelland hinein vor.

in der Höhe bzw. auf der Ostseite des durch den nachfolgenden Kaltlufteinbruch verursachten Höhentroges sind diese stürmischen südlichen Winde bis in die Stratosphäre hinauf festzustellen.

Bei Dimmerföhn vermag die Strömung dem absteigenden Geländeprofil nicht mehr zu folgen und überweht die Quertäler, die sich dem Alpenkamm nordwärts anschließen. Der Dimmerföhn erreicht den Boden erst im unteren Teil der Täler und stürmt dann heftiger und weiter als gewöhnlich ins Mittelland hinein vor.

Warum vermag nun der Dimmerföhn dem abfallenden Geländeprofil nicht zu folgen? Es zeigt sich, daß das Solenoidfeld bei Dimmerföhn im allgemeinen schwächer entwickelt ist, da eine Zunahme des Druckgradienten und damit der horizontalen Windgeschwindigkeit eine Verringerung der Solenoidzahl zur Folge hat. Bei Dimmerföhn vermag deshalb das verhältnismäßig schwache Solenoidfeld der zu voller Sturmesstärke angewachsenen Strömung nicht mehr eine solche Absinkkomponente zu erteilen, die nötig wäre, damit der Föhn dem abfallenden Geländeprofil folgen kann.

### 4. Das Ende des Föhns.

Durch die aus Westen heranströmenden Kaltluftmassen wird das Solenoidfeld zerstört. Die isobaren Flächen verlaufen in der Kaltluft

fast parallel zu den isothermen Flächen, womit das Feld wieder barotrop wird. Durch ein thermisches Drucksteiggebiet auf der Alpennordseite schwächt sich der Druckgradient ab, und der Föhn wird von unten nach oben zum Erlöschen gebracht. In der Höhe können die südlichen Winde noch anhalten, bis die Verschiebung des Höhentiefdrucktroges nach Osten eine Winddrehung über West auf Nordwest bewirkt.

### 5. Das Nordföhnstadium.

Durch die einbrechenden Kaltluftmassen steigt der Druck auf der Alpennordseite, während sich auf der Südseite der Alpen der Druckfall

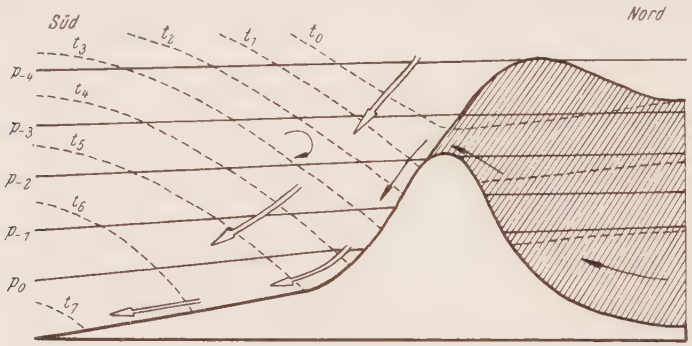



Abb. 17. Das *Nordföhnstadium*. Auf der Alpennordseite entsteht durch die einbrechenden Kaltluftmassen ein thermisches Drucksteiggebiet und damit eine Staulage. Auf der Südseite der Alpen entwickelt sich ein Solenoidfeld, das der Nordföhnströmung die kinetische Energie zum Hinuntersteigen in die Täler verschafft.

in höheren Schichten fast ungestört bis in die Niederung durchsetzt. Dadurch stellt sich ein Staugradient ein, der in der Niederung zwischen Zürich und Lugano über 10 mb/100 km erreichen kann (Abb. 17). Die Kaltluft überfließt die Alpen und dringt unter adiabatischer Erwärmung in das südliche Alpenvorland ein, wo sie in der Niederung aber in den meisten Fällen vorerst eine Erwärmung bewirkt.

Während auf der Nordseite ein barotropes Feld vorhanden ist, bildet sich über dem südlichen Alpenvorland wiederum ein gut entwickeltes Solenoidfeld aus, das der Nordföhnströmung die kinetische Energie verschafft, um in die Täler hinunter vorzustoßen. Bei Nordföhn kommt es viel seltener als bei Südföhn vor, daß eine Kaltluftschicht das völlige Durchdringen des Föhns bis in die Täler verhindert.

### 6. Vergleichende Betrachtungen und Regeln zur Föhnentwicklung.

Einer Südföhnlage folgt auf der Nordseite der Alpen meist schlechtes Wetter, während nach Nordföhn im allgemeinen auch auf der Luvseite eine Aufhellung eintritt. Auf der Leeseite ist bei Südföhn vielfach mäßige, teils auch starke Bewölkung vorhanden, während die Alpensüdseite bei Nordföhn häufig wolkenloses Wetter hat. Die Stauniederschläge bei

Südföhn haben in den meisten Fällen eine größere Intensität als diejenigen bei Nordföhn.

Die Sicht ist bei beiden Föhnarten auf der Leeseite gut bis sehr gut. Bei Südföhn hat die Landschaft eher eine weiche, bei Nordföhn aber eine harte Tönung. Die Temperaturerhöhung auf der Leeseite beim Einsatz des Südföhns in der Niederung ist etwas größer als diejenige beim Beginn des Nordföhns. Im oberen Teil der Täler hat der Nordföhn, im Gegensatz zum Südföhn, vielfach Boracharakter.

Im weiteren kann aber in thermodynamischer Hinsicht zwischen Süd- und Nordföhn kein grundsätzlicher Unterschied festgestellt werden. Auf der Luvseite ist das Feld der Druck- und Temperaturflächen im wesentlichen barotrop, während auf der Leeseite ein gut entwickeltes Solenoidfeld vorhanden ist, das als die wichtigste gleichartige Ursache betrachtet wird, die zum Hinuntersteigen beider Föhnarten in die Täler führt. Auf der Leeseite findet man bei beiden Föhnarten entlang des Bergprofils adiabatische bis überadiabatische Temperaturgradienten.

Die primären Vorgänge, die zur Ausbildung der beiden Föhnarten führen, finden meistens durch die zyklonale Tätigkeit auf der Alpennordseite statt, während die Südseite der Alpen eher eine passive Rolle spielt. Bei der Ausbildung einer Südföhnlage ist es die antizyklonale Erwärmung mit dem präfrontalen Druckfallgebiet einer Warmfront, bei der Ausbildung einer Nordföhnlage dagegen die zyklonale Abkühlung mit dem postfrontalen Steiggebiet einer Kaltfront, wodurch die wesentlichen Änderungen des Nord-Südgradienten verursacht werden.

Aus der hier dargelegten Ansicht über die Föhnentwicklung ergeben sich einige Zusammenhänge, die sich prognostisch verwerten lassen. Die Ausbildung einer antizyklonalen, bzw. zyklonalen Föhnlage steht bevor, wenn die folgenden Verhältnisse eintreten:

a) Von Westen nähert sich ein Gebiet mit starker positiver Änderung der relativen Topographie 500/1000 mb und einer ähnlichen Änderung der absoluten Topographie der 225 mb-Fläche. Die Zentren der erwähnten Änderungsgebiete haben eine Zugrichtung, die gegen die Nordseite der Alpen führt.

b) Über Westeuropa nähern sich die Isobaren, bei fallendem Luftdruck, mehr und mehr einer meridionalen Richtung, während in der 500 mb-Fläche ein durch die troposphärische Erwärmung verursachter, nach Norden gerichteter Druckkeil ostwärts zieht.

c) Über dem nördlichen Alpenvorland findet eine starke Druck- und Temperaturzunahme in der oberen und mittleren Troposphäre statt, bei abnehmender relativer Feuchtigkeit und allmählich absinkender Inversionsfläche.

d) Bei noch bestehender schwacher Staulage dreht der Wind auf dem Bäzberg und auf dem Chasseron auf Süd, und im Alpengebiet bildet sich eine Divergenzzone aus.

e) Die thermische Druckänderung zwischen einer Station des Alpenkammes (z. B. Jungfraujoch) und einer Talstation (z. B. Interlaken) ist schon negativ, während die Temperatur im gleichen Zeitintervall noch

an beiden Stationen fällt, weil sich im Niveau der Bergstation (zwischen Interlaken und Jungfraujoch), durch die dynamischen und thermischen Vorgänge in höheren Luftschichten, bereits ein Föhngradient gebildet hat.

f) Über dem nördlichen Alpenvorland findet eine isobare Temperaturzunahme von Osten nach Westen statt, bei gleichzeitiger Abnahme der relativen Feuchtigkeit.

Weitere Regeln zur Föhnentwicklung ließen sich herleiten, wenn streng vergleichbare Radiosondenaufstiege beidseits der Alpen zur Verfügung stehen würden, sowie aus eingehenden Analysen der Höhenwetterkarten und deren Änderungen für verschiedene Niveaus.

## III. Rückblick auf die Geschichte der Föhntheorie.

Im Rückblick dieses Abschnittes soll auf einige wichtige Etappen in der Geschichte der Föhntheorie hingewiesen werden, vor allem auf solche, die im Zusammenhang mit der hier vertretenen Ansicht über die Entwicklung des Föhns stehen. Da die Föhntheorie schon mehrmals eine vielfach ausführliche, geschichtliche Behandlung erfahren hat [*21, 30, 73, 74, 83, 85, 89, 95*], so kann auf diese Arbeiten hingewiesen werden.

Hinweise für das Auftreten von Föhn sind schon aus früheren Jahrhunderten überliefert. Eindrückliche Schilderungen über den Ablauf des Südföhns stammen von Heer [*1*] und Tschudy [*4*].

Das Problem des Föhns begegnete schon beim Beginn der wissenschaftlichen Meteorologie großem Interesse. Damals, vor rund einem Jahrhundert, glaubte man, daß der Föhn aus der Sahara stamme und deshalb so warm und trocken sei. Vertreter dieser Ansicht waren vor allem die Schweizer Escher [*2*] und Desor [*7*], der Franzose Martins, sowie der Engländer Lyell. Im Jahre 1866 hat dann Hann [*9*] eine entscheidende Wendung herbeigeführt, indem er, unter Hinweis auf die Föhnwinde in Grönland [*5*], die physikalische Föhntheorie begründete, allerdings noch in sehr vager Form; die hohe Temperatur und die geringe relative Feuchtigkeit in der Niederung bei Föhn finden durch diese Erkenntnis, die auf die Poissonsche Gleichung zurückführt, eine einwandfreie physikalische Erklärung. Den Grundgedanken dieser Theorie, die den Streit über den Ursprung des Föhns beendet hat, hatten Espy [*6*] schon in den Jahren 1841 und 1854 und Helmholtz [*8*] im Jahre 1865 in klarer Form ausgesprochen. Auf der richtigen Spur ist der schweizerische Naturforscher Ebel schon zu Beginn des Jahrhunderts gewesen, indem er die Alpen als Wetterscheide und Erzeuger des Föhns betrachtete. Dove [*3, 10*], der nach seinen Ansichten im Jahre 1852 ebenfalls als Begründer der physikalischen Föhntheorie zu betrachten wäre, hat im Jahre 1867 merkwürdigerweise die Ansicht von Hann bekämpft, da er den Messungen der relativen Feuchtigkeit von schweizerischen Föhnstationen mißtraute. Er geriet deswegen in eine heftige Auseinandersetzung [*14*] mit Wild [*13, 15*], der sich den Anschauungen von Hann im Jahre 1867 angeschlossen hat. Mit der Entdeckung des Nordföhns

durch Wild [*13*] und Hann [*17*] kam die Diskussion über den Ursprung des Föhns zu einem vorläufigen Abschluß.

In seiner Berner Rektoratsrede vom 15. November 1867 warf Wild [*13*] die Frage nach der Ursache auf, die das Hinuntersteigen des warmen, leichten Föhns in die mit Kaltluft erfüllten Täler ermögliche. Dieses Problem war dazu berufen, die meteorologische Wissenschaft fast ein Jahrhundert lang, bis in die heutige Zeit hinein, zu beschäftigen, und hat damit auch anregend auf die Föhnforschung eingewirkt. Die Auseinandersetzungen, zu denen es im Verlauf der nächsten Jahrzehnte wegen dieses Problem zwischen verschiedenen Forschern kam, waren nicht weniger leidenschaftlich als zur Zeit der Saharatheorie. Da aber über die gegenseitigen Auffassungen und die Grundbegriffe nicht immer völlige Klarheit herrschte, wurde manchmal aneinander vorbeigesprochen.

Wild nahm an, daß der südliche Höhenwind im oberen Teil der Täler eine Luftverdünnung bewirke und demzufolge ins Tal hinein aspiriert werde und auf diese Weise allmählich weiter nach unten vordringen könne. Diese Erklärung fand aber aus physikalischen Gründen nicht die Zustimmung der Meteorologen.

Der Franzose Hébért [*18*] führte das Tiefergreifen der Föhnströmung acht Jahre später auf absteigende Wirbel zurück. Im Referat über diese Arbeit sah Billwiller [*19*] das Problem im Jahre 1878 bedeutend einfacher. Die geheimnisvolle Kraft, die den Föhn in die Täler zwinge, sei nichts anderes als die aspirierende Wirkung der Luftdruckminima, die nord- und südwärts der Alpen vorbeiziehen, wodurch die Luft aus den Tälern herausgesogen werde. Im Jahre 1882 schloß sich Hann [*20*] der Erklärung von Billwiller an, da diese auf einfachste Weise eine scheinbare Schwierigkeit beseitige. Bereits in diesem Jahr hat aber Wild von Petersburg aus Hann brieflich darauf aufmerksam gemacht, daß der Föhn nicht vorne, sondern hinten im Tale beginne, und daß damit der Erklärungsversuch von Billwiller nicht befriedigen könne.

Billwiller [*24*] hat im Jahre 1895 seine Aspirationstheorie modifiziert und darauf hingewiesen, daß die vom Alpenkamm herunterkommende, relativ warme Luft durch die in der Niederung lagernde Kaltluft im Abfluß stark gehemmt werde. Ebenfalls stellte er das Auftreten von lokalen Druckminima in den Föhntälern und im Mittelland fest, die durch den herabsteigenden Föhn erzeugt werden. Billwiller [*27*] hat die Meteorologie des Föhns vier Jahre später mit dem Begriff des Antizyklonalföhns bereichert und erklärt, daß sich eine strenge Unterscheidung zwischen den verschiedenen Föhnarten nicht treffen lasse, da Übergangsformen auftreten.

Wild [*30*] nahm im Jahre 1901 in einer umfangreichen Arbeit Stellung gegen die Ansichten von Billwiller und bezeichnete das Hinuntersteigen des Föhns in den Talgrund als den zur Zeit einzig unklaren Punkt der Föhntheorie, wobei er mit aller Eindrücklichkeit darlegte, daß der Föhn mit stürmischer Heftigkeit im Hintergrund der Täler beginnt. Im weiteren möchte Wild, im Gegensatz zu Billwiller, den Begriff Föhn auf den eigentlichen Talföhn beschränken. Auf der Grundlage des

gesamten Beobachtungsmaterials der Schweiz beschrieb Wild sehr eingehend fünf typische Föhnfälle und einen Südweststurm, wobei er die Darstellung noch durch zahlreiche Isobarenkärtchen vom Gebiet der Schweiz ergänzte. In seiner Arbeit werden dann 14 Eigenschaften des typischen Talföhns aufgezählt. Wild bestritt entschieden ein Abfließen der Kaltluft der Niederung vor Beginn des Föhns. Tatsächlich lassen sich aus seinem vollständig publizierten Beobachtungsmaterial nur sehr selten Hinweise herauslesen, die auf einen Abfluß der Kaltluft vor Föhnbeginn hindeuten. Dazu ist allerdings zu bemerken, daß sich das von Wild veröffentlichte Beobachtungsmaterial auf die Zeit unmittelbar vor und während des Talföhns beschränkt. Da zu diesem Zeitpunkt der Südföhngradient schon einen beträchtlichen Wert erreicht hat und im nördlichen Alpenvorland bereits lokale Druckminima wirksam werden, so kann man auch nicht mehr von einem Abfluß von Kaltluft sprechen. Eine wichtige Feststellung, die der Arbeit von Wild entnommen werden kann, ist der erstmalige Hinweis auf das Auftreten von überadiabatischen Temperaturgradienten entlang des Geländeprofils bei Südföhn.

Die wesentlichen Beobachtungen, die zu der in Kapitel II dargelegten Ansicht über die Entwicklung des Föhns geführt haben, können auch dem Beobachtungsmaterial von Wild entnommen werden. Wild selbst formulierte die zehnte Eigenschaft des typischen Föhns folgendermaßen:

Das Eintreten des Föhns kündigt sich durchwegs durch ein vorhergehendes, ungewöhnliches starkes Steigen der Temperatur auf den Höhenstationen der Schweiz an.

Aus dem reichhaltigen Beobachtungsmaterial seien noch die meteorologischen Verhältnisse vom 28. Oktober 1892 um 07.30 Uhr geschildert. Es handelt sich um die Beobachtung, die dem Einsetzen des Talföhns unmittelbar vorangeht, mit einem Südföhngradienten von 7 mm in der Niederung. Monte Generoso meldet NW 2, Göschenen S 4, Rigi S 2 und Säntis SSW 6. Es besteht also ein Divergenzgebiet in den Alpen. Der St. Bernhard weist eine Temperatur von — 5,1°, der Säntis dagegen eine solche von + 2,4° auf. Im weiteren beträgt die Temperatur auf dem Bernhardin in 2070 m/M Höhe (die Beobachtung des Gotthards fehlt) — 2,0°, auf dem Pilatus dagegen + 6,8°. Wir finden also vor dem Beginn des Talföhns zwischen Alpenvorland und Alpenkamm isobare Temperaturunterschiede von 8 bis 9°.

Billwiller jun. [*32*] wies in seiner umfassenden Arbeit über den Bergeller Nordföhn ebenfalls auf das umstrittene Hauptproblem des Föhns hin, während sein Vater [*34*] im Jahre 1903 an seinen Anschauungen gegenüber Wild in vollem Umfang festhielt.

Grundlegende Bedeutung erhielten die in den Jahren 1904 bis 1909 durchgeführten Föhnuntersuchungen im Gebiet von Innsbruck durch Ficker [*37*, *38*, *40*, *43*, *44*, *45*], die auf Grund eines mit selbstregistrierenden Instrumenten ausgerüsteten Beobachtungsnetzes wertvolle Einsichten in den Ablauf des Föhns vermittelten. Das umfangreiche Material wurde noch durch Beobachtungen bei Ballonfahrten während Föhnlagen ergänzt [*48*, *50*].

Ficker unterscheidet drei Stadien der Föhnentwicklung, nämlich das Vorstadium, das Antizyklonalstadium und das stationäre Stadium. Im

Vorstadium lagert bei antizyklonalen Verhältnissen beidseits der Alpen in der Niederung Kaltluft, die im Antizyklonalstadium auf der Nordseite der Alpen aus den Tälern abfließt. Gleichzeitig sinkt auch die Inversionsfläche ab, wodurch der Föhn in gleichen Höhen fast zu gleicher Zeit beginnt. Im stationären Stadium entwickelt sich auf der Luvseite eine aufsteigende Luftbewegung, die dort Bewölkungszunahme und Niederschlag zur Folge hat, während der Föhn auf der Alpennordseite bis in die Täler hinuntersteigt.

In der Auseinandersetzung zwischen Wild und Billwiller über die Ursache, die das Durchgreifen des Föhns bis in die Täler zur Folge hat, entscheidet sich Ficker im wesentlichen für die Ansicht des letzteren. Tatsächlich kann Ficker mit seiner modifizierten Aspirationstheorie das Hauptargument, das Wild gegenüber Billwiller vorbrachte, daß nämlich der Föhn zuerst im Talhintergrund beginne, ganz wesentlich abschwächen.

Da die Theorie von Ficker im Verlauf der letzten Jahrzehnte eigentlich nur durch Streiff-Becker ernsthaft angegriffen wurde und auch fast unverändert in die Lehrbücher der Meteorologie [*79*, *80*] überging, so muß doch auf einen entscheidenden Punkt in den Ansichten von Ficker hingewiesen werden, der auf Grund der neuen Erkenntnisse der Revision bedarf. Das Problem des Herabsteigens des Föhns in die Täler ist nämlich auch von Ficker nicht befriedigend gelöst worden, da eine völlige Übereinstimmung seiner Theorie mit den Beobachtungsergebnissen nicht herbeigeführt werden konnte. Im Antizyklonalstadium gerät die Kaltluft unter Divergenzerscheinungen und durch den von oben aufgeprägten Druckgradienten tatsächlich meist auch in der Niederung in eine abfließende Bewegung, bei gleichzeitigem Absinken der oberen Inversionsfläche. In einem späteren Stadium aber, da der Föhn in der Höhe schon zu machtvoller Entwicklung gelangt ist und sein Durchbruch ins Tal ein eindrucksvolles Naturschauspiel darstellt, vermag die Erklärung des primären Abfließens der Kaltluft nicht mehr zu genügen. Ficker schreibt in seiner wichtigsten Arbeit [*44*; S. 28] sehr entschieden:

> Der warme Föhn bricht nicht durch potentiell kältere Luft durch, sondern tritt an deren Stelle, wobei ein Aufleckungsprozeß in beschränktem Maße mitwirken kann.

In einer Beschreibung seiner Ballonfahrten bei Föhn [*50*; S. 213] ist dagegen zu lesen:

> Die absteigende Strömung bohrte sich förmlich in die kalte Störungsschicht hinein und brachte die Wolkendecke zur Auflösung.

Diese beiden Feststellungen lassen sich miteinander nicht in Einklang bringen. Die Beobachtungstatsache des Hineinbohrens der Föhnströmung in die Kaltluftschicht der Niederung kann weder durch eine Abflußbewegung der Kaltluft, noch durch einen Aufleckungsprozeß nach Margules [*39*] erklärt werden, sondern weist eindeutig darauf hin, daß der Föhn aus eigener Kraft nach unten durchgestoßen ist. Die Energiequellen, die dem Föhn diese Kraft verleihen, sind außer dem Druck-

gradient das Solenoidfeld, das auch in den Ostalpen vorhanden ist, wie aus dem Beobachtungsmaterial von Ficker deutlich hervorgeht. Er schreibt [*44*; S. 23] beim Vergleich der Temperaturen des Patscherkofel (1970 m/M) bei Innsbruck und der 45 km nordwestlich davon gelegenen Zugspitze (2964 m/M):

Während des Föhns im Tal ergeben sich zwischen Patscherkofel und Zugspitze so geringe Temperaturdifferenzen, daß die Luftschicht zwischen 2000 und 3000 m fast als isotherm angesehen werden kann, wobei durchwegs stürmische, südliche Winde wehen. Die Zugspitze ist potentiell zu warm.

Ficker versucht dann diese Feststellung mit der Annahme zu erklären, daß diese Zone von Isothermie oder schwacher Temperaturabnahme zwischen 2000 und 3000 m durch horizontalen Luftzufluß von der Luvseite auf die Leeseite übertragen worden sei. Das würde jedoch bedeuten, daß sich auch senkrecht über dem Patscherkofel eine fast isotherme Schicht von 1000 m Mächtigkeit befinden müßte. Nach bisherigen Erfahrungen [*49, 58*] findet man aber in diesem Bereich bei Föhn im Mittel einen Temperaturgradienten 0,6° bis 0,7°/100 m in der Vertikalen. Mit dieser Annahme ergibt sich in 3000 m/M zwischen der nördlicher gelegenen Zugspitze und in gleicher Höhe über dem Patscherkofel ein isobarer Temperaturunterschied von 6 bis 7°. Windischbauer [*81*] hat 30 Jahre später den mittleren Unterschied der potentiellen Temperaturen zwischen Zugspitze und Patscherkofel bei Föhn mit 5,1° angegeben.

Zwischen dem Absteigen des Süd- und des Nordföhns stellt Ficker [*47*] einen grundsätzlichen Unterschied fest, indem der Nordföhn, im Gegensatz zum Südföhn, primär durch einen Fall kalter Luft erzeugt werde. Der Nordföhn wird als boraartiger Fallwind bezeichnet, so lange er bei seinem Einsetzen eine Abkühlung verursacht. Sobald er aber eine Temperaturerhöhung bewirken würde, so erlösche sein Impuls zum Absinken, und die Strömung müsse sich horizontal über die Kaltluft der Niederung ausbreiten. Zum weiteren Vordringen des Nordföhns nach unten sei es notwendig, daß die Kaltluft vorher abfließe, entsprechend wie bei der Entwicklung des Südföhns.

Die Auffassung von Ficker, daß der Nordföhn im oberen Teil der Täler aus grundsätzlich anderen Gründen tiefer dringe als im unteren Teil derselben, kann nicht überzeugen. Wenn auch die Nordföhnströmung im oberen Teil der Täler vorwiegend Boracharakter hat, so zeigt doch die Betrachtung der räumlichen Temperaturfelder, daß der Süd- und der Nordföhn ihre Impulse zum Absinken im wesentlichen aus gleichartigen Quellen beziehen. Die Erklärungsschwierigkeiten verschwinden, wenn man in den energiegeladenen Strömungen des Süd- und des Nordföhns die Hauptursache sieht, die das Durchgreifen beider Föhnarten bis in die Täler ermöglicht. Die entscheidende und aktive Rolle spielt also bei diesem Vorgang nicht die träge Kaltluftschicht in der Niederung, sondern die Föhnströmung selbst.

Trabert [*42*] hat sich 1908 mit der typischen Isobarenform bei Südföhn, mit dem sogenannten „Föhnknie" auf der Alpensüdseite beschäftigt

und gezeigt, daß dieses im wesentlichen durch einen Temperatureffekt erzeugt wird.

Im Jahre 1916 hat Wenger [*54*] in einer Antrittsvorlesung über den damaligen Stand der Föhntheorie orientiert. Auf Grund der hydrodynamischen Gleichungen von Euler zeigt Wenger, daß die Annahme von Pockels [*51*], der Wirbelfreiheit der Föhnströmung voraussetzt, nicht zutreffen, und die Luftdichte nicht nur eine Funktion des Druckes sein kann. Die Betrachtungen von Wenger, die den theoretischen Ansatz zur Solenoidtheorie enthielten, fanden eigenartigerweise nicht die gebührende Beachtung und vor allem wurde unterlassen, eine Verbindung mit den damals schon so zahlreichen Beobachtungsergebnissen herzustellen.

Streiff-Becker hat dann ab 1925, als einer der besten persönlichen Kenner des Alpenföhns, in zahlreichen Arbeiten [*57*, *60*, *67*, *71*, *82*] seine Injektortheorie begründet und heftige Kritik [*63*, *64*, *65*] an der Fickerschen Theorie geübt. Die Anschauungen von Streiff-Becker haben große Ähnlichkeit mit denjenigen von Wild. Der südliche Höhenwind soll im Lee durch Injektorwirkung einen luftverdünnten Raum verursachen, in den die Höhenluft infolge eigener Schwere einbreche und auf diese Weise in die Täler hinunterstürze. Der Grundgedanke seiner Theorie, nämlich die Bildung einer ausgedehnten „Vakuum-Zwischenschicht" in der freien Atmosphäre, wie er es nennt, ist aber aus physikalischen Gründen im allgemeinen nicht anerkannt worden. Es ist aber das Verdienst Streiff-Beckers, daß er durch seine persönlichen Beobachtungen und Erfahrungen weitere, wertvolle Einsichten über das Wesen der Föhnströmung vermitteln konnte, und daß er die aktive Rolle, die dem Föhnwind selbst im ganzen Geschehen zufällt, immer wieder neu hervorgehoben hat.

Die interessanten Vorgänge in höheren Luftschichten bei Föhn mit der Bildung von Leewellen wurden vor allem durch die Arbeiten von Küttner [*76*, *77*] im Jahre 1939 geklärt.

Nachdem seit dem Jahre 1944 die Arbeiten [*86*, *87*, *88*, *91*, *97*, *98*] publiziert worden sind, die zu der in Kapitel II dargelegten Ansicht über die Entwicklung des Föhns geführt haben, hat Rossmann [*93*, *94*, *99*] im Jahre 1950, ohne Kenntnis der vorgenannten Publikationen, das umstrittene Problem von einem etwas anderen Gesichtspunkt aus betrachtet. Rossmann führt das Heruntersteigen der Föhnströmung in die Täler auf feuchtlabiles Absinken der Wolkenluft innerhalb der Föhnmauer zurück und weist theoretisch nach, daß sich durch eine anfänglich geringe Temperaturdifferenz oben am Alpenkamm schon nach kurzer Zeit bedeutende Absinkbeschleunigungen ergeben. Die Konsequenzen dieser Ansicht sind also weitgehend die gleichen, indem das Absteigen der Föhnströmung ebenfalls auf die Wirksamkeit von Solenoiden zurückgeführt wird. Jedoch soll der Föhn seine Bewegungsenergie, die ihm das Hinuntersteigen in die Täler ermöglicht, einzig und allein aus der Föhnmauer schöpfen. Die wesentliche Frage lautet somit, ob feuchtlabiles Absinken der Wolkenluft allein als physikalische Erklärung ausreichen kann und

notwendig ist, um die Bildung der bedeutenden Solenoidfelder auf der Leeseite verständlich zu machen.

Dazu ist festzustellen, daß die Bildung einer Föhnmauer und das Einsetzen von Niederschlägen auf der Alpensüdseite Vorgänge sind, die sich häufig in einem relativ späten Stadium der Föhnentwicklung einstellen, zu einem Zeitpunkt, da der Föhn schon mit Heftigkeit bis in die Täler hinunter vorgedrungen sein kann.

Aus dem Beobachtungsmaterial von Wild [*30*] ergibt sich zu dieser Frage der folgende Fall:

Am 30. Januar 1885 um 13 Uhr herrscht über dem oberen Tessin, dem Gotthardgebiet und auf der Nordseite der Alpen fast wolkenloses Wetter, bei einem Südföhngradienten in der Niederung von 8 mm. Gleichzeitig weht in Altdorf Föhn von der Stärke 5 bis 6. Auch andere Föhnstationen melden bereits stürmische, südliche Winde, während sich die Föhnmauer erst gegen den Abend gebildet hat.

In Tabelle 9 sind noch zwei typische Fälle für das Absteigen von Föhnwinden in die Täler zusammengestellt, ohne daß eine Föhnmauer, wohl aber ein Solenoidfeld vorhanden ist.

Tabelle 9. *Zwei Fälle von Talföhn ohne Föhnmauer über den Alpen. Die Bewölkungsmenge ist in Zehnteln, die Windstärke in zwölfteiliger Beaufortskala angegeben. $\Delta\vartheta$ bedeutet den isobaren Temperaturunterschied zwischen Säntis und Gotthard.*

| Datum und Zeit | Bewölkungsmenge | | | Wind | | $\Delta\vartheta$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | Lugano | Gotthard | Altdorf | Gotthard | Altdorf | |
| 11. Dezember 1942, 21.30 | 0 | 0 | 3 | SE 4 | S 5—6 | 4° |
| 27. Februar 1948, 07.30 | 1 | 1 | 2 | SE 2 | SE 6 | 5° |

In beiden Fällen ist die relative Feuchtigkeit auch auf dem Gotthard kleiner als 20%. Zürich ist im 1. Fall um 14°, im 2. Fall sogar um 17° kälter als Altdorf und meldet gleichzeitig nordwestliche Winde. Ein feuchtlabiles Absinken kam in diesen Fällen von gesteigertem Antizyklonalföhn sicher nicht in Frage. Betrachten wir dagegen die Schichtung der Atmosphäre auf der Südseite der Alpen, so stellen wir fest, daß diese sehr stabil ist. Im 1. Fall besteht zwischen Lugano und Gotthard ein Temperaturgradient von 0,47°/100 m, im 2. Fall sogar nur ein solcher von 0,16°/100 m. Südliche Winde mit aufsteigender Komponente werden also auf dem Alpenkamm eine Abkühlung bewirken, so daß sich das aus Westen herangezogene Gebiet mit troposphärischer Erwärmung nur auf der Alpennordseite voll auswirken und infolge des verstärkten Absinkens, bei stabil geschichteter Atmosphäre, sogar noch steigern kann. In diesen Vorgängen scheint eine meist ausreichende physikalische Ursache zu liegen, welche die Bildung der bedeutenden Solenoidfelder verständlich macht.

Im weiteren bringt Rossmann [*94*] die Föhnwinde in Grönland, die nicht reinen Boracharakter aufweisen, ebenfalls in Zusammenhang mit

der Feuchtlabilität, die durch Treibschnee verursacht sein soll. Dazu ist zu bemerken, daß das grönländische Inlandeis eine hochgelegene Kältequelle darstellt, die gegenüber den wärmeren Luftmassen über dem Meer geradezu ideale Voraussetzungen für die Bildung außergewöhnlicher Solenoidfelder schafft. Es genügt deshalb ein Druckgradient, der die Luftmassen vom kälteren Inlandeis gegen die Küstengebirge führt, um die Fallwinderscheinungen mit Bora- oder Föhncharakter einzuleiten. Das Vorhandensein von Feuchtlabilität in höheren Schichten scheint deshalb auch beim Grönlandföhn keine entscheidende Rolle zu spielen. Es ist wohl kein Zufall, daß von dem für die Entstehung von Fallwinden so günstig gelegenen Gebiet von Grönland so zahlreiche und markante Fälle von Föhnerscheinungen [*5, 25, 29, 55, 68, 69, 72, 78*] überliefert sind, wobei in der Niederung nach Woeikof [*29*] außerordentliche Temperatursteigerungen von 24° pro Stunde oder 34° pro 24 Stunden auftreten können. Kürzlich hat Berg [*101*] ebenfalls gegen Rossmanns Föhntheorie Stellung genommen und Anschauungen über den Föhnablauf bekanntgegeben, die mit den hier vertretenen Ansichten weitgehend übereinstimmen[1].

Schließlich sei noch die interessante Untersuchung von Hoinkes [*96*] erwähnt, der die Entwicklung einer Südföhnlage durch ein Höhentiefdruckgebiet beschrieb und dazu auch die Ergebnisse der Radiosondenaufstiege von Salzburg und Klagenfurt verwendete. Da ein Abfließen der Luftmassen vor Durchbruch des Föhns in diesem Fall nicht festgestellt werden konnte, macht Hoinkes die Entstehung von adiabatischen Temperaturgradienten durch die Einstrahlung für das Tiefergreifen des Föhns verantwortlich. Der Föhn kann sich demzufolge erst durchsetzen, wenn die Arbeit, die er selbst zu seinem Durchbruch beisteuern muß, verschwindend klein wird. Ohne die oft bedeutende Mitwirkung der Einstrahlung vor dem Durchdringen des Föhns ins Tal zu bezweifeln, kann diese Erklärung doch nicht ausreichen, da sie der Föhnströmung selbst wiederum eine vorwiegend passive Rolle zubilligt. Die Entstehung adiabatischer Temperaturgradienten im unteren Teil der Täler ist in allen typischen Föhnfällen eine sekundäre Erscheinung; denn mit der Wirksamkeit der Einstrahlung lassen sich die plötzlichen Temperatursprünge bei Föhndurchbruch kaum in befriedigender Weise erklären.

Abschließend bleibt zu erwähnen, daß durch zahlreiche weitere Arbeiten über Südföhn [*11, 12, 16, 22, 23, 56, 59, 61, 62, 66, 70, 75*], Nordföhn [*26, 28, 33, 35, 84, 92, 100*] und Boraerscheinungen [*31, 36, 41, 46, 52, 53*], auf die in diesem Rückblick nicht eingegangen werden konnte, die Einsicht in das Wesen der Fallwinde gefördert wurde.

Ich hoffe, mit diesem Beitrag eine gewisse Grundlage geschaffen zu haben, auf der sich die Föhnforschung weiter entwickeln kann, um einzelne Vorgänge noch genauer erfassen und auch weitere Unterlagen in prognostischer Hinsicht gewinnen zu können.

[1] Allerdings hat Berg es unterlassen, die ihm bekannten Arbeiten des Verfassers dieses Artikels [*87, 88, 98*] in seinem Literaturverzeichnis anzugeben.

## Chronologisches Literaturverzeichnis.


*1.* 1846. Blumer-Heer: Gemälde der Schweiz, der Kanton Glarus. St. Gallen und Bern.
*2.* 1852. Heer-Escher v. d. Linth: Zwei geologische Vorträge.
*3.* 1852. Dove: Die Verbreitung der Wärme auf der Oberfläche der Erde.
*4.* 1854. Tschudy, F.: Thierleben der Alpenwelt. Leipzig.
*5.* 1854. Rink: Phys. geogr. Beschreibung von Nord- und Südgrönland. Zs. f. allg. Erdkunde.
*6.* 1857. Espy, P.: Fourth Meteorological Report. Washington.
*7.* 1865. Desor: Die Beziehungen des Föhns zur afrikanischen Wüste.
*8.* 1865. Helmholtz, H. v.: Über Eis und Gletscher.
*9.* 1866. Hann, J.: Zur Frage über den Ursprung des Föhns. Zs. Oe. Ges. Meteorol. 257.
*10.* 1867. Dove: Über Eiszeit, Föhn und Scirocco. Berlin.
*11.* 1867. Hann, J.: Der Föhn in den österreichischen Alpen. Zs. Oe. Ges. Meteorol. 158.
*12.* 1867. Muehry, A.: Über den Föhnwind. Zs. Oe. Ges. Meteorol. 385.
*13.* 1867. Wild, H.: Über Föhn und Eiszeit. Rektoratsrede vom 15. November 1867 in Bern. Zs. f. schweiz. Statistik. 1868.
*14.* 1868. Dove: Der Schweizerföhn. Nachtrag zu Eiszeit, Föhn und Scirocco. Berlin.
*15.* 1868. Wild, H.: Der Schweizerföhn. Entgegnung auf Dove. Zs. f. schweiz. Statistik.
*16.* 1868. Dufour, M. L.: Recherches sur le Foehn du 23 Septembre 1866 en Suisse. Bull. soc. vaud. scienc. nat. Lausanne.
*17.* 1868. Hann, J.: Der Scirocco der Südalpen. Zs. Oe. Ges. Meteorol. 561.
*18.* 1876. Hébért, F.: Etude sur les grands mouvements de l'atmosphère et sur le Foehn et le Scirocco pendant l'hiver 1876/77. Paris.
*19.* 1878. Billwiller, R.: Referat über die Arbeit von Hébért (*21*). Zs. Oe. Ges. Meteorol. 317.
*20.* 1882. Hann, J.: Über den Föhn in Bludenz. Sitz.-Ber. d. Wiener A. 85, 416; Ref. Meteorol. Z. 461.
*21.* 1885. — Einige Bemerkungen zur Entwicklungsgeschichte der Ansichten über den Ursprung des Föhns. Meteorol. Z. 393.
*22.* 1895. Pernter, J. M.: Über die Häufigkeit, die Dauer und die meteorologischen Eigenschaften des Föhns in Innsbruck. Sitz. Ber. d. Kais. A. d. Wissenschaften. Wien.
*23.* 1895. — Die Föhnperiode vom 13. bis 16. Januar 1895 in Innsbruck. Meteorol. Z. 72.
*24.* 1895. Billwiller, R.: Der Föhn vom 13. Januar 1895 am Nordfuß der Alpen und die Bildung einer Teildepression daselbst. Meteorol. Z. 201.
*25.* 1897. Stade, H.: Über Föhnerscheinungen an der Westküste Nordgrönlands. Grönlandexpedition d. Ges. f. Erdkunde zu Berlin 1891 bis 1893, 2, 501.
*26.* 1898. Klein, R. und W. Trabert: Nordföhn zu Tragöß. Meteorol. Z. 61.
*27.* 1899. Billwiller, R.: Über verschiedene Erscheinungsarten und Erscheinungsformen des Föhns. Meteorol. Z. 204.
*28.* 1900. Klein, R.: Der Nordföhn zu Tragöß. Zs. d. deutsch. und österr. Alpenvereins.
*29.* 1901. Woeikof: Klima und Föhn der Dänemark-Insel Scoresby-Sund. Meteorol. Z. 5.

*30.* 1901. Wild, H.: Über den Föhn und Vorschlag zur Beschränkung seines Begriffs. Denkschr. Schweiz. Natf. Ges. XXXVIII. Ref. von Hellmann. Meteorol. Z. 476.
*31.* 1902. Kesslitz, W.: Stürmische Bora in der Nord-Adria am 31. Januar und 1. Februar 1902. Meteorol. Z. 203.
*32.* 1902. Billwiller, R., jun.: Der Bergeller Nordföhn. Ann. Schweiz. Met. Zentralanst. 1902. Zürich 1904. Ref. Meteorol. Z. 1905, 93.
*33.* 1903. Czermak, P.: Nordwestföhn in Graz. Meteorol. Z. 83.
*34.* 1903. Billwiller, R.: Über den Vorschlag Wilds zur Einschränkung des Begriffes Föhn. Meteorol. Z. 241.
*35.* 1904. Klein, R.: Ergebnisse fünfjähriger Föhnbeobachtungen in Tragöß. Meteorol. Z. 83.
*36.* 1905. Korostolew: Die Bora in Noworossysk. Ref. von Schoenrock, Meteorol. Z. 43.
*37.* 1905. Ficker, H. v.: Innsbrucker Föhnstudien I. Wiener D. S. 78, 83. Ref. Meteorol. Z. 324.
*38.* 1905. — Einige Ergebnisse der Föhnbeobachtungen im Gebiete um Innsbruck im Jahre 1904. Meteorol. Z. 324.
*39.* 1906. Margules: Über Temperaturschichtung in stationär bewegter und in ruhender Luft. Hann-Band, Meteorol. Z. 243.
*40.* 1906. Ficker, H. v.: Der Föhn vom 4. bis 6. November 1905 in den Ostalpen. Meteorol. Z. 93.
*41.* 1907. Mazelle, E.: Kälteeinbruch und Bora in Triest. Meteorol. Z. 171.
*42.* 1908. Trabert, W.: Die langdauernde Föhnperiode im Oktober 1907 und die Luftdruckverteilung bei Föhn. Meteorol. Z. 1.
*43.* 1909. Ficker, H. v.: Fälle rascher Temperaturzunahme mit der Höhe. Meteorol. Z. 219.
*44.* 1910. — Innsbrucker Föhnstudien IV. Denkschr. Wiener A. 85, 113. Ref. Meteorol. Z. 439.
*45.* 1910. — Über die Entstehung der Föhnwinde auf der Nordseite der Alpen. Meteorol. Z. 439.
*46.* 1910. Kesslitz, W.: Zum Borasturm in der Nord-Adria am 31. März 1910. Meteorol. Z. 233.
*47.* 1911. Ficker, H. v.: Absteigende Winde bei Süd- und Nordföhn. Meteorol. Z. 177.
*48.* 1912. — Beobachtung vertikaler Luftbewegungen bei Ballonfahrten im Gebirge. Meteorol. Z. 292.
*49.* 1912. Billwiller, R. und A. de Quervain: Registrierballonaufstiege in einem Föhntal. Meteorol. Z. 249.
*50.* 1913. Ficker, H. v.: Ballonaufstiege bei Föhn. Meteorol. Z. 213.
*51.* 1913. Pockels, F.: Zur theoretischen Berechnung der Temperaturverteilung in der freien Atmosphäre bei Föhn. Meteorol. Z. 216.
*52.* 1913. Arndt, A.: Über die Bora in Noworissisk. Meteorol. Z. 295.
*53.* 1914. Kesslitz, W.: Die Bora des Adriatischen Meeres. Meteorol. Z. 248.
*54.* 1916. Wenger, R.: Über den gegenwärtigen Stand der Föhntheorie. Meteorol. Z. 1.
*55.* 1917. Rempp, G. und A. Wagner: Die Hydrodynamik des Föhns und die lokalen Winde in Spitzbergen. Veröff. d. Deutsch. Observatoriums Ebeltofthafen Spitzbergen. Braunschweig.
*56.* 1920. Lammert, L.: Der mittlere Zustand der Atmosphäre bei Südföhn. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig II, 2, 261.

*57.* 1925. Streiff-Becker, R.: Über den Glarnerföhn. Vierteljahrsschr. Natf. Ges. Zürich.
*58.* 1926. Peppler, W.: Zur Aerologie des Föhns. Beitr. Phys. fr. Atm. **12**, 198.
*59.* 1930. — Schema eines Föhnausbruchs aus dem Rheintal. Wetter **47**, 78.
*60.* 1930. Streiff-Becker, R.: Altes und Neues über den Glarnerföhn. Mitt. d. Natf. Ges. Glarus.
*61.* 1930. Peppler, W.: Einige aerologische Daten zur Kenntnis kräftiger Temperaturinversionen. Wetter **47**, 62, 95, 123, 154, 188, 214.
*62.* 1930. Lautner, P.: Februarsturm auf der Zugspitze. In O. Myrbach, Wanderers Wetterbuch. Leipzig.
*63.* 1931. Streiff-Becker, R.: Zur Dynamik des Föhns. Meteorol. Z. 149.
*64.* 1931. Ficker, H. v.: Warum steigt der Föhn in die Täler? Meteorol. Z. 227 u. 394.
*65.* 1931. Streiff-Becker, R.: Warum steigt der Föhn in die Täler? Meteorol. Z. 393.
*66.* 1932. Kanitscheider, R.: Beiträge zur Mechanik des Föhns. Beitr. Phys. fr. Atm. **18**, 27.
*67.* 1933. Streiff-Becker, R.: Die Föhnwinde. Vierteljahrsschr. Natf. Ges. Zürich, 66.
*68.* 1933. Herrmann, M.: Die Ausbildung einer Föhnlücke in einer geschlossenen Hochnebeldecke am Südkap der Bäreninsel am 3. August 1933. Meteorol. Z. 472.
*69.* 1934. Petersen, H.: Extrem hohe Temperaturen und Föhn in Grönland. Meteorol. Z. 289.
*70.* 1934. Bullig, H. J.: Föhnreichtum in den Alpen als Index einer typischen Großwetterlage. Arch. Deutsche Seewarte **52**, Nr. 6, Hamburg.
*71.* 1935. Streiff-Becker, R.: 71 Jahre Glarnerföhn. Meteorol. Z. 147.
*72.* 1935. Holzapfel, R.: Extrem hohe Temperaturen und Föhn in Grönland. Meteorol. Z. 299.
*73.* 1937. Lehmann, O.: Zur Geschichte der Föhntheorie. Vierteljahrsschr. Natf. Ges. Zürich, 45.
*74.* 1938. Walter, E.: Der Schweizerföhn. Neujahrsbl. Natf. Ges. Zürich.
*75.* 1938. Kanitscheider, R.: Beiträge zur Mechanik des Föhns. Beitr. Phys. fr. Atm. **24**, 26 u. **25**, 49.
*76.* 1939. Küttner, J.: Moazagotl und Föhnwelle. Beitr. Phys. fr. Atm. **25**, 79.
*77.* 1939. — Zur Entstehung der Föhnwelle. Beitr. Phys. fr. Atm. **25**, 251.
*78.* 1939. Wegener, A.: Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Grönlandexpedition 1929 und 1930/31, IV/2, Leipzig.
*79.* 1940. Chromow-Swoboda: Einführung in die synoptische Wetteranalyse. S. 132, Föhn und Bora.
*80.* 1940. Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie. 5. Aufl. Föhn und Bora 565.
*81.* 1941. Windischbauer, H.: Die Ausbreitung des Südföhns in den Ostalpen. Meteorol. Z. 23.
*82.* 1942. Streiff-Becker, R.: Neue Untersuchungen über den Schweizerföhn. Denkschr. Schweiz. Natf. Ges. **74**, Abh. 4.
*83.* 1943. v. Ficker-de Rudder: Föhn und Föhnwirkungen. Akad. Verlagsgesellschaft Leipzig.
*84.* 1944. Fruehling: Das Wetter bei Nordföhn im Sonnblickgebiet. Meteorol. Z. 203.

*85.* 1944. Sutermeister, H. M.: Hundert Jahre Föhnforschung. Gesundheit und Wohlfahrt, 567.
*86.* 1944. Frey, K.: Beiträge zum Ablauf von Wetterlagen an Berg- und Talstationen. Diss. Basel.
*87.* 1944. — Zur Entwicklung des Föhns. Verh. Schweiz. Natf. Ges. in Sils, 90.
*88.* 1945. — Beiträge zur Entwicklung des Föhns und Untersuchungen über Hochnebel. Teildruck d. Basler Dissertation 1944. Rentsch Söhne, Trimbach-Olten. Ref. Arch. Met. Geoph. Biokl. A. **2**, 154 (1950).
*89.* 1947. Prohaska, F.: Neuere Anschauungen über die Meteorologie und Klimatologie des Föhns. Experientia **3**, 232.
*90.* 1947. Kuhn, W.: Bemerkungen zu K. Freys Föhntheorie. Experientia **3**, 423.
*91.* 1947. Frey, K.: Zur Theorie des Föhns. Experientia **4**, 36.
*92.* 1950. Bossolasco, M.: Il Föhn delle Alpi Italiane. Verh. d. ersten internat. Tagung f. alpine Meteorologie. Geofis. pura e appl. **17**, 62.
*93.* 1950. Rossmann, F.: Über das Absteigen des Föhns in die Täler. Ber. Deutsch. W. D. US-Zone **12**, 94.
*94.* 1950. — Über den Föhn auf Spitzbergen und Grönland. Metorol. Z. **4**, 257.
*95.* 1950. Mörikofer, W.: Zur Meteorologie und Meteorobiologie des Alpenföhns. Verh. Schweiz. Natf. Ges. in Davos, 11.
*96.* 1950. Hoinkes, H.: Föhnentwicklung durch Höhentiefdruckgebiete. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **2**, 82.
*97.* 1950. Frey, K.: Die Druckgradienten bei Föhn. Verh. Schweiz. Natf. Ges. in Davos, 149.
*98.* 1950. — Der Dimmerföhn vom 18. Dezember 1945. Verh. d. ersten internat. Tagung f. alpine Meteorologie. Geofis. pura e appl. **17**, 87.
*99.* 1951. Rossmann, F.: Die Ausbildung der Föhnfischwolkenformen an oder über einem Gebirge. Meteorol. Z. **5**, 160.
*100.* 1951. Zenone, E.: Der Föhn im Tessin. Aero Revue, Nr. 4.
*101.* 1952. Berg, H.: Der Föhn im nördlichen Alpen- und Voralpengebiet vom 11. bis 14. März 1951. Berichte D. Wetterd. US-Zone **35**, 117.

551.511

# Zur statistischen Mechanik der Lufthülle der Erde.

Von

**R. Mayer,** Graz.

**Zusammenfassung.** Es wird versucht, die Methoden der statistischen Mechanik auf die statistische Behandlung der kontinuierlichen Mannigfaltigkeit der Erdatmosphäre zu übertragen. Dazu ist es notwendig, daß die hydrodynamischen Bewegungsgleichungen auf eine Hamiltonsche Form gebracht werden. In Analogie zur statistischen Mechanik wird ein Gibbsscher Ansatz einer kanonischen Gesamtheit gemacht, in den die Energiefunktion, die die Atmosphäre als Ganzes beschreibt, eingeht. Mit diesem Ansatz wird die Wahrscheinlichkeit angegeben, daß ein bestimmter Zustand der Atmosphäre, der als Phasenpunkt in einem Phasenraum aufgefaßt wird, in einem Volumelement dieses Phasenraumes anzutreffen ist. Diese Ausgangswahrscheinlichkeit gestattet es, in einem Anwendungsbeispiel eine Verbindung zwischen der mittleren geometrischen Temperaturzustandskurve und der Verteilung der Gesamtmasse der Atmosphäre auf die verschiedenen Dichtewerte herzustellen.

**Summary.** An attempt is made to apply methods of statistical mechanics to the continuous diversity of the terrestrial atmosphere. To this purpose the hydrodynamic equations of motion must be expressed in Hamiltonian form. In analogy to statistical mechanics a Gibbs arrangement of a canonical totality is set up involving the energy-function by which the atmosphere is described as a whole. By this arrangement the probability is given that a certain state of the atmosphere considered as phase point in a phase space exists in a volume-element of this phase space. This initial probability makes it possible to establish, in a practical example, a relation between the average geometrical curve of temperature state and the distribution of the whole mass of the atmosphere over the different density values.

**Résumé.** On tente d'appliquer les méthodes de la mécanique statistique au traitement statistique de la diversité continue de l'atmosphère terrestre. Il est nécessaire pour cela de ramener les équations hydrodynamiques du mouvement aux formes de Hamilton. Par analogie à la mécanique statistique on établit un théorème de Gibbs concernant un ensemble canonique et dans lequel s'insère la fonction d'énergie décrivant l'atmosphère dans son ensemble. Ce théorème fournit la probabilité qu'un état déterminé de l'amtosphère considéré comme point de phase dans un espace de phase est rencontré dans un élément de volume de cet espace. Cette probabilité initiale permet, dans

un exemple concret, d'établir une relation entre la courbe géométrique moyenne d'état de température et la distribution de la masse totale de l'atmosphère selon les différentes valeurs de la densité.

Die naturgegebenen raum-zeitlichen Dimensionen, innerhalb deren sich das Wettergeschehen abspielt, sind von solcher Größenordnung, daß man sowohl die von Stunde zu Stunde wechselnden Witterungserscheinungen messend verfolgen als auch Aussagen über ein mittleres stationäres Verhalten machen kann. Es ist dies gleichsam ein gleichzeitiges Überblicken eines Mikro- und Makrogeschehens. Zwar sind jene kurzfristigen Veränderungen für den Menschen natürlich durchaus Makrogeschehen, bezogen jedoch auf die sich über große Zeiträume erstreckenden Mittelwerte der Wetterelemente können sie als in die Physik der Schwankungserscheinungen gehörig betrachtet werden. In der kinetischen Gastheorie treten ganz ähnliche Verhältnisse auf. Der Makrozustand ist dort durch die Angabe des Druckes bzw. der Dichte gegeben, also durch Größen, die ebenfalls wie beim atmosphärischen Makrogeschehen im obigen Sinne nur Mittelwerte darstellen. Verfeinert man die Beobachtungsmittel, so findet man die bekannten Schwankungen um jene Mittelwerte entsprechend den kurzfristigen Veränderungen innerhalb der Atmosphäre. Während so in qualitativer Hinsicht zwischen Gas und Atmosphäre analoge Betrachtungspunkte vorliegen, tritt jedoch quantitativ insofern eine Scheidung auf, als beim Gas das augenfälligste die konstante Dichte ist, bei der Atmosphäre hingegen gerade jene Schwankungserscheinungen, wie sie in dem veränderlichen Witterungsablauf zum Ausdruck kommen, den Menschen zunächst beeindrucken. Dementsprechend ist beim Gas die Hauptaufgabe der statistischen Mechanik, die Begriffe und Grundgesetze der klassischen Thermodynamik abzuleiten, während im Falle der Atmosphäre eine solche statistische Mechanik neben Mittelwertsaussagen sich vor allem auch mit den Schwankungserscheinungen der Wetterelemente auseinanderzusetzen hat.

Das Eingreifen der Statistik auf diese Probleme mit der Anwendung der Methoden der Wahrscheinlichkeitsrechnung setzt voraus, daß die atmosphärischen Bewegungsvorgänge eine stochastische Abhängigkeit zeigen[1], das heißt also, daß der Übergang von einem Zustand A zu einem infinitesimal benachbarten Zustand B nicht eindeutig angegeben werden kann. Die Massenerscheinungen und Wiederholungsvorgänge innerhalb der komplizierten, großräumig turbulenten atmosphärischen Strömungen sprechen für eine solche Annahme und machen die Anwendung statistischer Methoden zweckmäßig und erfolgreich. In der vorliegenden Arbeit wird nun der Versuch unternommen, in Analogie mit der statistischen Mechanik der Gase die Atmosphäre als ein System kontinuierlich verteilter Zustandsvariablen zu betrachten und damit eine kanonische Gesamtheit aufzustellen, die den Ausgangspunkt für weitere Betrachtungen liefert.

Die Grundaufgabe einer physikalischen Statistik ist es, Ausgangswahrscheinlichkeiten abzuleiten, an denen sich dann weiterhin wahrscheinlich-

[1] Vgl. F. Baur: Z. Geophysik **1928**, 281.

keitstheoretische Operationen vornehmen lassen. In der statistischen Mechanik wird eine solche Ausgangswahrscheinlichkeit durch den Gibbsschen Ansatz einer kanonischen Gesamtheit erreicht. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein System dieser Gesamtheit in das Volumelement $\Delta\tau$ fällt, ist danach gegeben durch

$$W(p_k, q_k)\,\Delta\tau = e^{\frac{\psi - H}{\chi}}. \tag{1}$$

$\psi$ und $\chi$ bedeuten bekanntlich 2 Konstante, $\Delta\tau$ ist das Volumelement des Phasenraumes und $H$ die Hamilton-Funktion der kanonischen Variablen $p_k$, $q_k$, deren Gesamtheit einen bestimmten Zustand beschreiben. Die Wahl gerade dieser kanonischen Variablen ist wesentlich, denn nur mit ihnen ist wegen Bestehens der Hamiltonschen Gleichungen

$$\begin{aligned} \dot{p}_k &= -\frac{\partial H}{\partial q_k}, \\ \dot{q}_k &= \frac{\partial H}{\partial p_k}, \end{aligned} \tag{2}$$

der Liouvillesche Satz allgemein erfüllt und damit der Ansatz (1), der die Wahrscheinlichkeit proportional dem Volumelement setzt, gerechtfertigt.

Es liegt nun nahe, auch im Falle der Atmosphäre eine kanonische Form der Bewegungsgleichungen anzustreben. Eine solche gewinnt man aus einem von H. Ertel abgeleiteten Variationsprinzip[1]

$$\delta \iiint\!\!\iint L\,da\,db\,dc\,dt = 0. \tag{3}$$

Darin bedeutet $L$ eine Funktion der Ortsvariablen $x(a, b, c, t)$, $y(a, b, c, t)$, $z(a, b, c, t)$ und deren Ableitungen nach den Lagrangeschen Numerierungskoordinaten $a, b, c$, der Zeit $t$, sowie eine Funktion der $a, b, c, t$ selbst. Ausführlich geschrieben lautet diese Funktion:

$$\begin{aligned} L = \varrho_0 \Big\{ \frac{1}{2}\,[\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2] + \omega_x\,(y\,\dot{z} - z\,\dot{y}) + \omega_y\,(z\,\dot{x} - x\,\dot{z}) + \\ + \omega_z\,(x\,\dot{y} - y\,\dot{x}) - \Phi(x, y, z) \Big\} + \Theta\,p(a, b, c, t), \end{aligned} \tag{4}$$

wo $\varrho_0$ Dichte zur Anfangszeit;

$\omega_x, \omega_y, \omega_z$ Komponenten des Erdrotationsvektors;

$\Phi$ Potential der Erdschwere;

$\Theta$ Funktionaldeterminante $\dfrac{\partial(x, y, z)}{\partial(a, b, c)}$;

$p$ Druck.

Der über den Koordinaten befindliche Punkt gibt wie üblich die partielle Ableitung nach der Zeit an.

Der kürzeren Schreibweise wegen seien im folgenden die Feldgrößen $x, y, z$ durch Indizes unterschieden ($x_\alpha$, $\alpha = 1, 2, 3$) und entsprechendes möge für die Numerierungskoordinaten $a, b, c$ gelten, die durch $\lambda_i$, $i = 1, 2, 3$, gekennzeichnet werden sollen.

[1] H. Ertel: Meteorol. Z. **1939**, 169.

Ein Variationsprinzip von der Form (3) kann bekanntlich als Hamiltonsches Wirkungsprinzip gedeutet werden. Integriert man nämlich die Funktion $L$ in (4) über den Raumbereich und betrachtet die so erhaltene Funktion

$$\overline{L} = \iiint L \, d\tau_a \tag{5}$$

als Lagrange-Funktion, so stimmen die daraus gewonnenen Lagrangeschen Bewegungsgleichungen mit den Eulerschen Differentialgleichungen des Variationsprinzipes (3) überein[1]. Der Übergang zum Hamiltonschen Formalismus geschieht in einer der Punktmechanik analogen Weise. Die den generalisierten Koordinaten $q_k$ entsprechenden Feldgrößen $x_\alpha$ beschreiben in dieser Analogie ein mechanisches System von unendlich vielen Freiheitsgraden gemäß der im Argument von $x_\alpha$ stehenden kontinuierlichen „Indizes" $a_i$. Denkt man sich den Raum in endliche Zellen $\Delta\tau^{(s)}$ ($s$ ein Numerierungsindex) eingeteilt, innerhalb deren die Funktionen $x_\alpha$ konstante Werte $x_\alpha^{(s)}$ annehmen, so ist eine formale Übereinstimmung mit der Punktmechanik erreicht, die mit der Einführung der kanonisch konjugierten Impulse

$$\pi_\alpha = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_\alpha}$$

und der Hamilton-Funktion

$$\overline{H} = \sum_s \Delta\tau^{(s)} \, \pi_\alpha^{(s)} \, \dot{x}_\alpha^{(s)} - \overline{L} \tag{6}$$

schließlich auf die Hamiltonschen Gleichungen

$$\begin{aligned} \dot{x}_\alpha^{(s)} &= \frac{1}{\Delta\tau^{(s)}} \frac{\partial \overline{H}}{\partial \pi_\alpha^{(s)}} \\ \dot{\pi}_\alpha^{(s)} &= -\frac{1}{\Delta\tau^{(s)}} \frac{\partial \overline{H}}{\partial x_\alpha^{(s)}} \end{aligned} \tag{7}$$

führt. Verfeinert man die Zelleneinteilung und geht zu infinitesimalen Zellen über, so nehmen die Gl. (7) mit

$$H = \sum \pi_\alpha \, \dot{x}_\alpha - L \qquad \text{und} \qquad \overline{H} = \int H \, d\tau_a \tag{8}$$

die kanonische Gestalt

$$\begin{aligned} \dot{x}_\alpha &= \frac{\delta \overline{H}}{\delta \pi_\alpha}, \\ \dot{\pi}_\alpha &= -\frac{\delta \overline{H}}{\delta x_\alpha} \end{aligned} \tag{7'}$$

an[2].

[1] Vgl. Heisenberg und Pauli: Z. Physik **56**, 1 (1929).
[2] Heisenberg und Pauli: a. a. O.

Das Symbol $\frac{\delta H}{\delta x_\varkappa}$ bedeutet die funktionale Ableitung von $\bar{H}$ nach $x_\varkappa$:

$$\frac{\delta \bar{H}}{\delta x_\alpha} = \frac{\partial \bar{H}}{\partial x_\alpha} - \sum_i \frac{\partial}{\partial a_i} \frac{\partial \bar{H}}{\partial \frac{\partial x_\alpha}{\partial a_i}},$$

$$\frac{\delta \bar{H}}{\delta \pi_\varkappa} = \frac{\partial \bar{H}}{\partial \pi_\varkappa}.$$

Aus der von H. ERTEL angegebenen Funktion (4) bestimmt man nach (8) die „differentielle" Hamiltonfunktion zu:

$$H = \frac{1}{2\,\varrho_0}\{[\pi_x - \varrho_0(\omega_y z - \omega_z y)]^2 + [\pi_y - \varrho_0(\omega_z x - \omega_x z)]^2 + \\ + [\pi_x - \varrho_0(\omega_x y - \omega_y x)]^2 + \varrho_0 \Phi - \Theta p. \tag{9}$$

Nach diesen vorbereitenden Umformungen, welche auf die neuen Variablen $\pi_\alpha^{(a_i)}$ und $x_\alpha^{(a_i)}$ führten, die man sich der Anschaulichkeit halber entsprechend der Zelleneinteilung durch die diskontinuierlichen Werte $\pi_\alpha^{(s)}$ und $x_\varkappa^{(s)}$ ersetzt denken kann, soll nun dazu übergegangen werden, einen gegebenen Zustand der Atmosphäre durch einen Phasenpunkt im Phasenraum abzubilden. Zufolge der expliziten zeitlichen Abhängigkeit der Funktion $H$ im Druckglied, das auch, wie es im folgenden geschehen soll, durch Anwendung der Gasgleichung in ein Temperaturglied umgewandelt werden kann, ist eine solche Phase durch die Angabe aller $\pi_\alpha^{(s)}$ und $x_\varkappa^{(s)}$-Werte allein noch nicht eindeutig bestimmt. Eine Dichtefunktion $\varepsilon$ der Phasenpunkte im Phasenraum $(\pi_\varkappa^{(s)}, x_\varkappa^{(s)})$ wird somit noch explizit von der Zeit abhängen. Die Kontinuitätsgleichung für die Bewegung der Phasenpunkte

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + \varepsilon \sum_{\varkappa, s} \Delta\tau^{(s)} \left( \frac{\partial \dot{\pi}_\alpha^{(s)}}{\partial \pi_\alpha^{(s)}} + \frac{\partial \dot{x}_\alpha^{(s)}}{\partial x_\alpha^{(s)}} \right) = 0, \tag{10}$$

deren Summenterme wegen (7) verschwinden, führt zur Beziehung

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = 0. \tag{11}$$

Durch die oben angedeutete Einführung der Temperaturfunktion $T(t)$ kann $\varepsilon$ auch als Funktion der Variablen $x_\varkappa^{(s)}$, $\pi_\varkappa^{(s)}$ und $T^{(s)}$ aufgefaßt werden, die ihrerseits den Phasenraum $(x_\alpha^{(s)}, \pi_\varkappa^{(s)}, T^{(s)})$ bestimmen.

Da bei einer Bewegung des Volumelementes $\Delta\tau$ durch den Phasenraum die Anzahl der in $\Delta\tau$ enthaltenen Phasenpunkte unverändert bleibt, folgt aus der konstanten Dichte (11) die Konstanz des Volumelementes selbst. Somit kann die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Phasenpunkt sich in einem solchen Volumelement befindet, diesem proportional gesetzt werden.

Der nächste Schritt ist der Übergang zu einer stationären Verteilung der Phasenpunkte über den Phasenraum. Der Ansatz der Punktmechanik (1) ist wegen der expliziten zeitlichen Abhängigkeit von $H$ in (9) nicht so ohne weiteres übertragbar. Die Ableitung von $\overline{H}$ nach der Zeit

$$\frac{d\overline{H}}{dt} = \int \left( \sum \frac{\delta \overline{H}}{\delta \pi_\alpha} \dot{\pi}_\alpha + \frac{\delta \overline{H}}{\delta x_\alpha} \dot{x}_\alpha \right) d\tau_a + \frac{\partial}{\partial t} \int H \, d\tau_a$$

nimmt, da das erste Integral wegen (7′) verschwindet, die Gestalt

$$\frac{d\overline{H}}{dt} = - \frac{\partial}{\partial t} \int \Theta \, p \, d\tau_a \tag{12}$$

an. Für eine stationäre Verteilung ist jedoch eine zeitlich unveränderliche Funktion der Zustandsvariablen vonnöten. Man gewinnt eine solche auf folgende Weise:

Aus der Kontinuitätsgleichung

$$\varrho_0 = \Theta \, \varrho \tag{13}$$

folgt

$$\frac{d\varrho}{dt} \Theta + \varrho \frac{d\Theta}{dt} = 0, \tag{14}$$

was in Verbindung mit

$$\frac{d\varrho}{dt} + \varrho \operatorname{div} \mathfrak{v} = 0$$

zur Beziehung

$$\frac{d\Theta}{dt} = \Theta \operatorname{div} \mathfrak{v} \tag{15}$$

führt. Nun ist aber

$$\frac{d(p\,\Theta)}{dt} = p \frac{d\Theta}{dt} + \frac{\partial(\Theta\, p)}{\partial t}$$

oder nach (15)

$$\frac{\partial(\Theta p)}{\partial t} = \frac{d(p\Theta)}{dt} - p\,\Theta \operatorname{div} \mathfrak{v}$$

so, daß man an Stelle von (12) den Ausdruck

$$\frac{d\overline{H}}{dt} = \int p \Theta \operatorname{div} \mathfrak{v} \, d\tau_a - \frac{d}{dt} \int p\,\Theta \, d\tau_a \tag{16}$$

erhält. Aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik folgt die Gleichung

$$\varrho \frac{d'Q}{dt} = c_v \varrho \frac{dT}{dt} - \frac{p}{\varrho} \frac{d\varrho}{dt},$$

die in Verbindung mit der Kontinuitätsgleichung in

$$\varrho \frac{d'Q}{dt} = c_v \varrho \frac{dT}{dt} + p \operatorname{div} \mathfrak{v}$$

übergeht. Mit dieser Umformung nimmt somit (16) die Gestalt

$$\frac{d\overline{H}}{dt} = \int \varrho \frac{d'Q}{dt} \Theta \, d\tau_a - \int c_v \varrho \frac{dT}{dt} \Theta \, d\tau_a - \frac{d}{dt} \int (p\,\Theta) \, d\tau_a$$

an, die wiederum unter Berücksichtigung von (13) auch geschrieben werden kann:

$$\frac{dH}{dt} = \int \varrho_0 \frac{d'Q}{dt} d\tau_a - \frac{d}{dt} \int c_v \varrho_0 T d\tau_a - \frac{d}{dt} \int (p\Theta) d\tau_a. \tag{17}$$

Da das Variationsprinzip (3) für beliebige thermodynamische Zustandsänderungen Gültigkeit besitzt, sind auch die kanonischen Gleichungen in dieser Hinsicht keinerlei Einschränkungen unterworfen. Eine solche möge nun im folgenden dadurch vorgenommen werden, daß die Atmosphäre als Ganzes adiabatisch abgeschlossen angenommen wird[1]. Unter dieser Voraussetzung verschwindet das über den ganzen atmosphärischen Raum genommene erste Integral in (17) und es verbleibt schließlich

$$\frac{d\bar{H}}{dt} = - \frac{d}{dt} \int c_v \varrho_0 T d\tau_a - \frac{d}{dt} \int (p\Theta) d\tau_a. \tag{18}$$

Gleichung (18) besagt aber, daß die Funktion $\bar{E}$

$$\bar{E} = \bar{H} + \int p\Theta d\tau_a + \int c_v \varrho_0 T d\tau_a \tag{19}$$

zeitlich unveränderlich ist. Man überzeugt sich leicht, daß sie die Gesamtenergie des Systems darstellt:

$$\begin{aligned} \bar{E} = \int E d\tau_a = \int \Big( & \frac{1}{2\varrho_0} \{ [\pi_x - \varrho_0 (\omega_y z - \omega_z y)]^2 + \\ & + [\pi_y - \varrho_0 (\omega_z x - \omega_x z)]^2 + [\pi_z - \varrho_0 (\omega_x y - \omega_y x)]^2 \} + \\ & + \varrho_0 \Phi + c_v \varrho_0 T \Big) d\tau_a. \end{aligned} \tag{20}$$

Mit dieser $\bar{E}$-Funktion kann nun eine stationäre Dichtefunktion der Phasenpunkte angegeben werden, indem man eine ergodische Verteilung einführt. Wird von den betrachteten Systemen, deren Anzahl $N$ sein möge, noch angenommen, daß sie eine kanonische Gesamtheit im Gibbsschen Sinne bilden, so darf für die Dichtefunktion $\varepsilon$ analog (1)

$$\varepsilon = N e^{\frac{\psi - \bar{E}}{\Delta\chi}}$$

geschrieben werden und der Ausdruck

$$W \Delta\tau_\pi \Delta\tau_x \Delta\tau_T = e^{\frac{\psi - \bar{E}}{\Delta\chi}} \Delta\tau_\pi \Delta\tau_x \Delta\tau_T \tag{21}$$

gibt die mathematische Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein System der kanonischen Gesamtheit in das Volumelement $\Delta\tau_\pi \Delta\tau_x \Delta\tau_T$ des Phasenraumes fällt. Der Modul der Verteilung ist mit $\Delta\chi$ bezeichnet, um zum Ausdruck zu bringen, daß es sich entsprechend der Zelleneinteilung um eine kleine Größe handelt.

[1] Im Mittel wird die eingestrahlte Energie durch die Reibung kompensiert.

Betrachtet man nicht die ganze Atmosphäre als ein System, mit dem man erst eine kanonische Gesamtheit bildet, sondern sie selbst als eine solche Gesamtheit, bestehend aus den Systemen der Massenelemente $\varrho\, \Delta\tau_a$, so erhält man für die Wahrscheinlichkeit, daß ein solches Massenelement Phasen zwischen $\pi_\alpha$ und $\pi_\alpha + d\pi_\alpha$, $x_\alpha$ und $x_\alpha + dx_\alpha$, $T$ und $T + dT$ besitzt:

$$W\, d\pi_\alpha\, dx_\alpha\, dT = \text{const}\, e^{-\frac{E\, \Delta\tau_a}{\Delta\chi}}\, d\pi_\alpha\, dx_\alpha\, dT. \tag{22}$$

Den Wert der Konstanten bestimmt man wie üblich aus der Normierungsbedingung

$$\iiint W\, d\pi_\alpha\, dx_\alpha\, dT = 1. \tag{23}$$

Der hier abgeleitete Wahrscheinlichkeitsansatz (21), der den eigentlichen Inhalt der bisherigen Überlegungen darstellt, ist natürlich keineswegs theoretisch begründet. Eine solche Begründung läuft bekanntlich immer auf die Frage des Vorhandenseins eines ergodischen bzw. quasiergodischen Systems hinaus. Wie in der statistischen Mechanik aber sei hier ohne Bezugnahme auf diese Frage ein solcher Ansatz gemacht, dessen Rechtfertigung erst durch die Leistungsfähigkeit in der Anwendung auf die Erfahrung gegeben sein mag.

Als ein Beispiel der Anwendungsmöglichkeit solcher statistischer Methoden auf atmosphärische Probleme möge die Frage der mittleren Temperaturverteilung mit der Höhe in dieser Hinsicht untersucht werden. Zunächst kann durch Integration über die Variablen $\pi_\alpha$ aus dem Ansatz (22) die Wahrscheinlichkeit dafür hergeleitet werden, daß ein Massenelement $\varrho_0\, \Delta\tau_a$ bei einer Temperatur zwischen $T$ und $T + dT$ an einem Ort zwischen $x_\alpha$ und $x_\alpha + dx_\alpha$ angetroffen wird. Diese Wahrscheinlichkeit hat die Form:

$$W(x_\alpha, T)\, dx_\alpha\, dT = \text{const}\, e^{-\frac{\varrho_0\, \Phi + c_v\, \varrho_0\, T}{\vartheta}}\, dx_\alpha\, dT. \tag{24}$$

$$\left(\vartheta = \frac{\Delta\chi}{\Delta\tau_a}\right).$$

Bezeichnet man den Massenanteil an der Gesamtmasse der die Erde umgebenden Lufthülle, herrührend von Dichtewerten zwischen $\varrho_0$ und $\varrho_0 + d\varrho_0$ mit $dm(\varrho_0)$, so folgt aus (24) für die wahrscheinliche Masse $m$ am Orte $x_\alpha$ bei der Temperatur $T$:

$$m\, dx_\alpha\, dT = dx_\alpha\, dT \int_0^\infty dm\, \text{const}\, e^{-\frac{\varrho_0}{\vartheta}(\Phi + c_v T)}. \tag{25}$$

Da die potentielle Energie im wesentlichen nur von einer Koordinate $x_3 = z$ (Seehöhe) abhängig ist, ($\Phi = g z$, $g$ Erdbeschleunigung), kann auch über die Erdoberfläche integriert werden, so daß man an Stelle von (24) nach durchgeführter Normierung den Ausdruck

$$W(z, T; \varrho_0)\, dx_\alpha\, dT = \frac{g\, c_v}{F\, \vartheta^2}\, \varrho_0^2\, e^{-\frac{\varrho_0}{\vartheta}(g z + c_v T)}\, dx_\alpha\, dT \tag{26}$$

erhält. $F$ bedeutet die Oberfläche der Erde. Die Gl. (26) gibt also die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß im Volumelement $dx_\varkappa$ in der Höhe zwischen $z$ und $z + dz$ ein Massenteilchen $\varrho_0 \, d\tau_a$ mit der Temperatur zwischen $T$ und $T + dT$ angetroffen wird. Da nun die Massenteilchen $\varrho_0 \, d\tau_a$ mit einem bestimmten Dichtewert $\varrho_0$ in allen möglichen Temperaturwerten auftreten, wird für eine Höhe $z$ eine mittlere Temperatur $T_1$ zu erwarten sein, die der Bedingung

$$T_1 \, dx_\varkappa \, dm \int_0^\infty dT \, W = dx_\varkappa \, dm \int_0^\infty dT \, T \, W$$

genügt und demnach den Ausdruck

$$T_1 = \frac{\int dT \, T \, W}{\int dT \, W} \tag{27}$$

liefert. Die zufolge der Wahrscheinlichkeit (26) im Volumelement zu erwartenden Massenteilchen $\varrho_0 \, d\tau_a$ behalten aber ihre Dichte nicht bei, sondern verändern diese natürlich entsprechend dem ihnen zur Verfügung stehenden Raum $dx_\varkappa$. Diese Dichteänderung hat wiederum eine Temperaturänderung zur Folge, die bei der statistischen Unabhängigkeit der einzelnen Volumelemente $dx_\varkappa$ untereinander als eine adiabatische angesehen werden muß. Da die endgültige Dichte im Volumelement $dx_\varkappa$ unter Mitwirkung aller Massenteilchen durch

$$\int_0^\infty dm \int_0^\infty dT \, W$$

gegeben ist, ändert sich die Temperatur $T_1$, die der Dichte $\varrho_0$ entspricht, gemäß der Adiabatenbedingung auf $T_1'$. Aus

$$T_1' \left( \int_0^\infty dm \int_0^\infty dT \, W \right)^{1-\varkappa} = T_1 \, \varrho_0^{\,1-\varkappa}$$

$\left( \varkappa = \frac{c_p}{c_v} \right)$ folgt für $T_1'$:

$$T_1' = T_1 \, \varrho^{1-\varkappa} \left( \int_0^\infty dm \int_0^\infty dT \, W \right)^{\varkappa - 1}. \tag{28}$$

Diese reduzierte Temperatur $T_1'$ rührt von Teilchen $\varrho_0 \, d\tau_a$ der ursprünglichen Dichte $\varrho_0$ her. Summation über alle möglichen Dichtewerte liefert eine Mitteltemperatur $T_m$, die analog (27) zu dem Ausdruck

$$T_m = \frac{\int_0^\infty dm \int_0^\infty dT \, T_1' \, W}{\int_0^\infty dm \int_0^\infty dT \, W} \tag{29}$$

führt. Nachdem man für $T_1'$ aus (28) einsetzt und über $T$ integriert, erhält man schließlich:

$$T_m = \frac{\vartheta}{c_v}\left(\frac{g}{\vartheta F}\right)^{\varkappa-1}\frac{\int_0^\infty dm\,\varrho_0{}^{1-\varkappa}\,e^{-\frac{\varrho_0}{\vartheta}gz}}{\left(\int_0^\infty dm\,\varrho_0\,e^{-\frac{\varrho_0}{\vartheta}gz}\right)^{2-\varkappa}} \tag{30}$$

In dieser Gleichung wird das Problem der mittleren geometrischen Temperaturzustandskurve in Verbindung gebracht mit der Frage nach der Massenverteilung $dm$ auf die verschiedenen Dichtewerte. Daß ein solcher Zusammenhang bestehen muß, wird verständlich, wenn man bedenkt, daß diese Verteilungsfunktion im wesentlichen durch den turbulenten Charakter der die Erde umgebenden Lufthülle bestimmt wird, der aber wiederum vom allgemeinen Wärmehaushalt abhängig ist. Bezeichnet $M$ die Gesamtmasse der Lufthülle, so kann für $dm$

$$dm = M\,\Gamma(\varrho_0)\,d\varrho_0 \tag{31}$$

geschrieben werden, wenn $\Gamma(\varrho_0)$ die auf 1 normierte Verteilungsfunktion bedeutet.

Für eine zahlenmäßige Auswertung von Gl. (30) in der Anwendung auf die Atmosphäre ist es zunächst notwendig, die physikalische Bedeutung der Konstanten $\vartheta$ näher kennenzulernen, um eine Abschätzung ihrer Größenordnung durchführen zu können.

Denkt man sich ein größeres Luftvolumen $V$ wiederum in kleine Zellen $\Delta\tau$ geteilt und die Gesamtenergie $\bar{E}$ gemäß (20) dargestellt in der Form:

$$\bar{E} = \sum_{\varkappa} E^{(a)}\Delta\tau,$$

so gilt nach (21)

$$\int_0^\infty e^{\frac{\psi-\bar{E}}{\Delta\chi}}\,\Delta\tau_\pi\,\Delta\tau_x\,\Delta\tau_T = 1. \tag{32}$$

Durch die Summenglieder von $\bar{E}$ kann man die $e$-Potenz auch in Form von Produkten darstellen, so daß (32) auch geschrieben werden kann:

$$e^{-\frac{\psi}{\Delta\chi}} = \prod_a\left(\int e^{-\frac{E^{(a)}\Delta\tau}{\Delta\chi}}\,d\pi\,dx\,dT\right). \tag{33}$$

Der Faktorenindex $a$ geht dabei von 1 bis $\frac{V}{\Delta\tau}$. Bezeichnet man das Integral in (33) zur Abkürzung mit $\Im$, so folgt durch Logarithmieren der beiden Seiten:

$$-\frac{\psi}{\Delta\chi} = \sum_{a=1}^{\frac{V}{\Delta\tau}}\ln\Im. \tag{34}$$

Enthält nun die Energiedichte $E^{(a)}$ keine potentielle Energie, so liefert die Integration über $x$ im Integral $\mathfrak{J}$ einen Faktor $V$, so daß Differentiation von (34) nach $V$ zum Ausdruck

$$-\frac{\partial \psi}{\partial V} = \Delta\chi \sum_{a=1}^{\frac{V}{\Delta\tau}} \frac{1}{V}$$

führt, der mit Einführung der zu untersuchenden Konstanten $\vartheta = \frac{\Delta\chi}{\Delta\tau}$ in

$$-\frac{\partial \psi}{\partial V} = \vartheta \tag{35}$$

übergeht.

Da aber in der statistischen Mechanik der Ausdruck $-\frac{\partial \psi}{\partial V}$ den mittleren Druck bedeutet, erlaubt somit (35) eine Abschätzung der Konstanten $\vartheta$. Unter dem mittleren Druck ist hier der Druck zufolge der Bewegung der Luftmassen verstanden, d. h. also, daß $\vartheta$ durch $\frac{\varrho}{2}\bar{v}^2$ ($\varrho$ = Dichte der Luft, $\bar{v}^2$ mittleres Geschwindigkeitsquadrat) bestimmt wird.

Als Anwendungsbeispiel möge nun der Temperaturgradient der bodennahen Luftschichten untersucht werden, wie er sich aus Formel (30) ergibt. Differentiation nach $z$ liefert unter Beachtung von (31) mit den Abkürzungen

$$\mathfrak{J}_1 = \int_0^\infty \Gamma(\varrho_0)\, \varrho_0^{1-\varkappa} e^{-\frac{\varrho_0}{\vartheta} g z} d\varrho_0,$$

$$\frac{d\mathfrak{J}_1}{dz} = -\frac{g}{\vartheta}\mathfrak{J}_2 = -\frac{g}{\vartheta}\int_0^\infty \Gamma(\varrho_0)\, \varrho_0^{2-\varkappa} e^{-\frac{\varrho_0}{\vartheta} g z} d\varrho_0,$$

$$\mathfrak{J}_3 = \int_0^\infty \Gamma(\varrho_0)\, \varrho_0\, e^{-\frac{\varrho_0}{\vartheta} g z} d\varrho_0,$$

$$\frac{d\mathfrak{J}_3}{dz} = -\frac{g}{\vartheta}\mathfrak{J}_4 = -\frac{g}{\vartheta}\int_0^\infty \Gamma(\varrho_0)\, \varrho_0^2 e^{-\frac{\varrho_0}{\vartheta} g z} d\varrho_0$$

folgenden Ausdruck:

$$\frac{dTm}{dz} = -\frac{g}{c_v}\left(\frac{Mg}{\vartheta F}\right)^{\varkappa-1} \frac{\mathfrak{J}_2}{\mathfrak{J}_3^{2-\varkappa}}\left[1-(2-\varkappa)\frac{\mathfrak{J}_1\mathfrak{J}_4}{\mathfrak{J}_2\mathfrak{J}_3}\right]. \tag{36}$$

Bei Betrachtung der bodennahen Luftschichten verstehen sich die Integrale $\mathfrak{J}_1$ bis $\mathfrak{J}_4$ für $z = 0$. Setzt man für $\frac{Mg}{F}$ rund 1 at und schätzt $\vartheta$ gemäß (35) und dem dort Gesagten auf etwa $\frac{1}{1000}$ at, so nimmt der Zahlenfaktor $\left(\frac{Mg}{\vartheta F}\right)^{\varkappa-1}$ mit $\varkappa = 1{,}4$ den Wert $\sim 16$ an. Da im weiteren

der naheliegende Ansatz für die Verteilungsfunktion $\Gamma(\varrho_0)$ in Form einer Gaußschen Glockenkurve mathematisch nicht ganz einfach auswertbare Integrale liefert, deren genaue Berechnung schon allein der Unbestimmtheit von $\vartheta$ wegen sich hier nicht lohnen würde, sei für $\Gamma(\varrho_0)$ eine rechteckige Verteilung angenommen, wie sie einem exponentiellen Abfall der Dichte mit der Höhe entspricht. Eine solche Verteilung gestattet eine einfache mathematische Auswertung, ohne das Wesentliche, auf das es allein in Anbetracht der großzügigen Voraussetzungen, unter denen diese Überlegungen durchgeführt wurden, ankommt, zu verwischen. Nach diesem Ansatz wird also der Beitrag zur Gesamtmasse der Lufthülle unter bzw. über einen bestimmten Dichtewert $\varrho_1$ bzw. $\varrho_2$ vernachlässigt, während er für Dichten zwischen $\varrho_1$ und $\varrho_2$ konstant bleibt. Bezeichnet man das Verhältnis der beiden Grenzwerte mit $\varepsilon$

$$\frac{\varrho_1}{\varrho_2} = \varepsilon,$$

so erhält man unter der sicher erfüllten Voraussetzung, daß $\varepsilon \ll 1$ die Näherungswerte:

$$\frac{\mathfrak{J}_1 \mathfrak{J}_4}{\mathfrak{J}_2 \mathfrak{J}_3} = 1{,}78\,(1 - \varepsilon^{0{,}6}),$$

$$\frac{\mathfrak{J}_2}{\mathfrak{J}_3{}^{2-\varkappa}} = 0{,}94\,(1 - \varepsilon^{0{,}6}).$$

Nimmt man die obere Grenze der Luftdichte $\varrho_2$ mit $\varrho_2 = 1{,}29\ \frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{m}^3}$ an, so errechnet man mit $\varepsilon = 0{,}02$, $\left(g = 9{,}81\,\frac{m}{s^2},\ c_v = 0{,}171\,\frac{\mathrm{cal}}{g\ \mathrm{grad}}\right)$, was einer mittleren Dichte von $\sim 0{,}66\ \frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{m}^3}$ entspricht, den mittleren Temperaturgradienten von $0{,}006\ \frac{\mathrm{grad}}{m}$. Die Verhältnisse zeigen nur eine geringe Änderung, wenn $\vartheta$ mit $\frac{1}{10\,000}$ at abgeschätzt wird. In diesem Falle müßte eine untere Dichtegrenze $\varrho_1 = 0{,}020\ \frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{m}^3}$ angenommen werden, um den Temperaturgradienten $0{,}006\ \frac{\mathrm{grad}}{m}$ zu ergeben. Die mittlere Dichte wird dadurch nur unwesentlich geändert.

# Buchbesprechungen.

Notos. Herausgegeben von M. P. van Rooy, R. J. Venter und A. J. Drummond. Pretoria: South African Weather Bureau. 1952.

Diese neue Zeitschrift ist einem ganz speziellen Zweck gewidmet. Sie will dem bei vielen Untersuchungen über die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre unangenehm empfundenen und allen Untersuchungen, bei denen eine globale Übersicht über den jeweiligen Zirkulationszustand der Erdatmosphäre notwendig ist, entgegenstehenden Mangel an Beobachtungsmaterial aus der wenig besiedelten südlichen Hemisphäre abhelfen. Der südafrikanische Wetterdienst hat die dankenswerte Aufgabe übernommen, alle erreichbaren meteorologischen Beobachtungsdaten der Südhalbkugel zu sammeln, zu prüfen und zu verarbeiten und daraus Monatskarten der Druckverteilung im Meeresniveau abzuleiten, die in dieser Zeitschrift ab Januar 1951 veröffentlicht werden. Dazu werden auch für alle Schnittpunkte jedes fünften Breitengrades mit jedem zehnten Längengrad zwischen 10 und 70° Südbreite die täglichen Luftdruckwerte in Tabellen mitgeteilt.

Neben dieser Verbreitung von Beobachtungsmaterial hat sich Notos auch die Aufgabe gestellt, wissenschaftliche Originalarbeiten, die Probleme der allgemeinen Zirkulation der Südhalbkugel (im weitesten Sinne des Wortes genommen) behandeln, zu veröffentlichen und auch einschlägige kleine Mitteilungen und Literaturbesprechungen zu bringen. Das vorliegende erste Heft enthält in diesem Sinne auch eine Analyse der Entwicklung einer Sturmzyklone und eine Bearbeitung der mittleren absoluten Topographie der 500 mb-Fläche der Südhalbkugel zwischen 70 und 120° E im Sommer 1951/52 mit Monatskarten der Topographie und Karten der Änderungen der Topographie von Monat zu Monat. Mit der Herausgabe dieser Zeitschrift, die vierteljährlich erscheinen soll, erwirbt sich der südafrikanische Wetterdienst unzweifelhaft außerordentliche Verdienste um die Förderung des Studiums der allgemeinen Zirkulation der Erde, die mit Dank anerkannt werden müssen. Nicht nur als Materialquelle sondern auch wegen ihrer wissenschaftlichen Beiträge wird sich diese neue Zeitschrift allgemeines Interesse erwerben.

F. Steinhauser, Wien.

Compendium of Meteorology. Herausgegeben von Th. T. Malone. Mit zahlreichen Textabb., 1334 S. Boston: American Meteorological Society. 1951.

Nicht zuletzt die Kriegswichtigkeit der Meteorologie, aber auch die rasch zunehmende Anwendung und Verwertung meteorologischer Erkenntnisse und Beobachtungsergebnisse in vielen Zweigen der Technik, der Wirtschaft, der Medizin und der biologischen Wissenschaften haben in der Zeit während

des letzten Weltkrieges und nachher nicht wenig dazu beigetragen, daß sowohl der Problemkreis meteorologischer Untersuchungen wie auch der dafür bereitgestellte personelle und materielle Aufwand in vielen Staaten wesentlich gesteigert wurde und damit eine wissenschaftliche Aktivität auf dem Gebiet der Meteorologie ausgelöst worden ist, wie sie noch nie vorher zu beobachten war. Diese Aktivität hat auch zu einer Fülle neuer Ergebnisse und Problemstellungen geführt, die auch schon in einem raschen Anwachsen der meteorologischen Literatur im letzten Jahrzehnt zum Ausdruck kommt. Dies geht heute schon so weit, daß es für den Einzelnen kaum mehr möglich ist, alle wesentlichen Veröffentlichungen ständig zu verfolgen und zu verarbeiten. Dazu kommt noch, daß durch kriegsbedingte Absperrungen verschiedener Gebiete im Austausch der wissenschaftlichen Ergebnisse Lücken eingetreten sind, die durch nachträgliches Durchstudieren der zurückliegenden Literatur nur mit Mühe aufgefüllt werden können. Es muß darum als ein außerordentlich glücklicher Gedanke bezeichnet werden, gerade im jetzigen Zeitpunkt stürmischer Entwicklung der meteorologischen Forschung in einem umfassenden Werk die erreichten Ergebnisse und den gegenwärtigen Stand der Forschung in den einzelnen Teilgebieten festzuhalten und damit auch eine Übersicht über die daraus sich ergebenden neuen Probleme zu verbinden, wie es in dem vorliegenden Compendium gemacht wird. Dieses Werk will mit Absicht kein Lehrbuch der Meteorologie sein, läßt daher auch alles Altbekannte weg und kann darum so überaus viel Neues bringen. Von mehr als 100 Meteorologen, die als Spezialisten der verschiedenen Teilgebiete in vorderster Front der heutigen meteorologischen Forschung stehen, wurde in Einzelbeiträgen der derzeitige Stand der Forschung auf ihrem Spezialgebiet dargestellt. Es ist nicht möglich, im Rahmen einer Besprechung auf Einzelheiten einzugehen. Eine Übersicht der behandelten Probleme soll aber eine Vorstellung von der staunenswerten Reichhaltigkeit dieses Werkes vermitteln.

Aus der Zusammenstellung der neuesten genauen Daten über die Zusammensetzung der Atmosphäre und der Veränderlichkeit ihrer Bestandteile sei besonders auf die Angaben über den Gehalt an Isotopen verschiedener atmosphärischer Bestandteile hingewiesen. Unsere Kenntnisse von der Sonnenstrahlung wurden insbesondere durch Erweiterung der Messungen in das UV hinein mit Hilfe von Raketenaufstiegen und durch Untersuchungen der den verschiedenen Wellenlängen zugehörigen Strahlungstemperaturen der Sonne und der Veränderlichkeit der Sonnenstrahlung in verschiedenen Spektralbereichen erweitert. Dem neuen Werte der Albedo der Erde von 35% und einer stärkeren Absorption der Wolken Rechnung tragend, wird eine Neuberechnung des Strahlungshaushaltes der Erde notwendig werden. In einer kritischen Übersicht über die Grundlagen und Berechnungsmethoden der langwelligen Strahlung werden besonders die Erscheinungen, bei denen die langwellige Strahlung in Problemen der allgemeinen Meteorologie eine Rolle spielt, in den Vordergrund gerückt und weitere experimentelle Untersuchungen und direkte Beobachtungen für notwendig gehalten. Auch für die aktinometrischen Messungen wird eine zweckmäßige Organisation der Messungen, die eine Vorbedingung für Fortschritte in der Lösung der verschiedenen mit den Strahlungsvorgängen zusammenhängenden Problemen ist, verlangt. Weitere Abschnitte behandeln die allgemeine meteorologische Optik, die Polarisation des Himmelslichtes und die Sicht.

Auf dem Gebiete der Luftelektrizität werden Probleme und Ergebnisse der Forschung über die Leitfähigkeit der Luft, über das luftelektrische Feld bei Schönwetter, über die Aufrechterhaltung des Luft-Erdstromes und die Be-

deutung der Gewitterelektrizität, über den Ionengehalt der Atmosphäre, über die Niederschlagselektrizität, über die Blitzentladung, über die Meßmethoden der Luftelektrizität und über die Radioaktivität der Atmosphäre erörtert.

Besonders großen Umfang haben in der modernen Meteorologie die Untersuchungen auf dem Gebiete der Physik der Wolken angenommen, die nicht nur der theoretischen Klärung der Wolkenbildung dienen sondern auch Grundlagen für eine praktische Auswertung in der künstlichen Beeinflussung der Niederschlagsbildung, in der Nebelauflösung und in Problemen der Flugzeugvereisung liefern sollen und in dieser Hinsicht wertvolle Erkenntnisse einer neu entstandenen experimentellen Meteorologie verdanken. Im einzelnen werden behandelt: die Art, die Messung, der Ursprung, das Wachstum und die elektrische Ladung der Kondensationskerne, die Eiskerne und die Entwicklung der Eisphase in natürlichen Wolken, die Thermodynamik der Wolken, die Bildung, Klassifikation und künstliche Erzeugung von Schneekristallen, die die Schneebildung und die Entwicklung unterkühlter Wolken beeinflussenden Faktoren und Substanzen sowie ihre Verwendung zur künstlichen Wolkenbeeinflussung und Niederschlagsauslösung und die Probleme der „Impfung" von Wolken.

Ein weiterer Zweig der Meteorologie, der unter anderem besonders durch neuere technische Entwicklungen wesentliche Fortschritte erfahren hat, ist die Erforschung der hohen Atmosphäre, wo neben dem Einsatz bewährter älterer Methoden der indirekten Forschung vor allem die durch die Entwicklung hochreichender Raketen geschaffene Möglichkeit der direkten Messung mit hochgetragenen Meßinstrumenten von ausschlaggebender Bedeutung geworden ist. Die verschiedenen Beiträge zu diesem Abschnitt betreffen die photochemischen Prozesse, die Bestandteile und die in der hohen Atmosphäre vor sich gehenden chemischen und physikalischen Reaktionen, die Methoden und Ergebnisse der Ozonbeobachtungen, die Theorie der Ozonbildung, die Beziehungen zwischen Ozon und Wetter, die Erwärmung, die Abkühlung und die daraus resultierende Temperatur der Ozonschicht, die nach verschiedenen Methoden bestimmte vertikale Temperatur- und Druckverteilung in der oberen Atmosphäre, die Meßmethoden zur genauen Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der freien Atmosphäre und die damit gewonnenen Ergebnisse, die Diffusion in der oberen Atmosphäre, die Ionosphäre, die Nachthimmelstrahlung, das Nordlicht, die Meteorbeobachtungen und ihre Auswertung zur Erforschung der oberen Atmosphäre und die Schallausbreitung sowie die damit in Zusammenhang stehenden Erscheinungen. Anschließend folgen Ausführungen über solare Energieänderungen als mögliche Ursachen abnormaler Witterungsveränderungen und über Atmosphären anderer Planeten.

Sehr wesentliche neue Erkenntnisse verdankt die Meteorologie den in den letzten Jahrzehnten durchgeführten zahlreichen Untersuchungen auf dem Gebiete der Dynamik der Atmosphäre und der allgemeinen Zirkulation. Diese sind durch die starke Vermehrung aerologischer Beobachtungen einerseits und durch theoretische Auswertungen und Entwicklungen, die noch immer einen Brennpunkt der heutigen meteorologischen Forschung bilden, gewonnen worden. Der Umfang des Problemkomplexes und die Kompliziertheit der theoretischen Untersuchungsmethoden lassen eine übersichtliche Zusammenfassung des heutigen Standes der Forschung, wie sie in dem vorliegenden Werk gegeben wird, besonders wünschenswert erscheinen. Der Umfang des behandelten Problemkreises kommt in den Kapitelüberschriften zum Ausdruck: die Störungsgleichungen in der Meteorologie, Lösung nicht-

linearer meteorologischer Probleme nach der Methode der Charakteristiken, hydrodynamische Instabilität, Stabilitätsverhältnisse großräumiger atmosphärischer Störungen, die quantitative Theorie der Zyklonenentwicklung, dynamische Voraussagen durch numerische Berechnungen, Energiegleichungen, atmosphärische Turbulenz und Diffusion, atmosphärische Gezeiten und Schwingungen, Anwendung der Thermodynamik offener Systeme in der Meteorologie, die physikalischen Grundlagen der allgemeinen Zirkulation, Berechnungsergebnisse über die Formen der allgemeinen Zirkulation, Anwendung der Energieprinzipe auf die allgemeine Zirkulation (mit Berechnung der globalen Bilanz der kinetischen und der Gesamtenergie).

In einem anschließenden Abschnitt über die Mechanik der Drucksysteme, in dem wieder die dem starken Anwachsen von aerologischem Beobachtungsmaterial zu verdankenden Fortschritte besonders zur Geltung kommen, werden Probleme der außertropischen Zyklonen, die Aerologie außertropischer Störungen, die Beziehung der oberen langen Wellen zu den Zyklonen und die Bildung hoher Zyklonen und Antizyklonen, die Bildung, Bewegung und Umbildung von Antizyklonen und ihre Bedeutung, die Theorie der Druckänderungen, großräumige Vertikalgeschwindigkeit und Divergenz und ihre Bedeutung für die Wetterentwicklung und die häufig einer Kaltfront vorgelagerte Instabilitätslinie behandelt. Eine weitere Gruppe von Beiträgen ist lokalen Zirkulationen wie Küstenwinden und Gebirgswinden, Tornados, Gewittern und der Cumuluskonvektion gewidmet.

Auch die Verteilung der Beobachtungsstationen und die Methoden der synoptischen Analyse finden Berücksichtigung. Einen weiten Raum beansprucht naturgemäß die Darstellung der Probleme der Wettervorhersage, und zwar der Grundlagen, der Technik und der Methoden der kurzfristigen, mittelfristigen und langfristigen Wettervorhersagen mit Einschluß der Methoden zur Prüfung der Prognosen. Besonderes Interesse wird auch der Meteorologie der Tropen einerseits und der Polargebiete anderseits entgegengebracht. Im weiteren werden auch Übersichten über aktuelle Probleme und neue Forschungsergebnisse der allgemeinen und angewandten Klimatologie, der Mikroklimatologie, der Untersuchungen über Klimaschwankungen, über Gletscherschwankungen und über die Auswertung von Schwankungen der Jahresringbreiten von Bäumen zur Feststellung von Klimaänderungen und der Hydrometeorologie gegeben. Aus dem Gebiete der maritimen Meteorologie werden großräumige Energietransformationen über dem Ozean, die Verdunstung von der Meeresoberfläche und die Vorhersage von Meereswellen behandelt.

Auch die Grenzgebiete der Meteorologie wie Aerobiologie, Bioklimatologie des Menschen, Chemie der Atmosphäre und Luftverunreinigungen wurden in gesonderten Abschnitten nach ihrer neuesten Entwicklung dargestellt. Probleme der Wolkenformen und ihrer Verwertung zur Wettervorhersage, der Nebelbildung und Nebelprognose, die Bedingungen der Flugzeugvereisung, neuere meteorologische Instrumente und das meteorologische Instrumentarium für Wetterflüge, neuartige Laboratoriumsuntersuchungen über die Darstellung experimenteller Analogien zu atmosphärischen Strömungen und experimentelle Wolkenbildung, Methode, Theorie und Ergebnisse der Radiometeorologie und die Verwertung der Beobachtungen von Mikroseismen zu Wettervorhersagen runden den reichhaltigen Inhalt dieses einzigartigen Werkes ab.

Es bringt nicht nur aus allen wesentlichen Zweigen der Meteorologie, wie aus dieser Inhaltsübersicht zu ersehen ist, einen eindrucksvollen Überblick über die neuesten Forschungsergebnisse, sondern stellt auch eine Fülle von ungelösten Problemen heraus, die der weiteren Forschung äußerst wertvolle

Anregung geben werden. Es vermittelt wie kein anderes Werk vorher einen überwältigenden Eindruck von der Aktivität und Produktivität der meteorologischen Forschung der letzten Zeit und muß ohne Zweifel als die bedeutendste Neuerscheinung der meteorologischen Literatur bezeichnet werden, die kein wissenschaftlich interessierter Meteorologe übersehen darf.

F. Steinhauser, Wien.

The Upper Atmosphere. Von S. K. Mitra. Zweite Auflage. (The Asiatic Society Monograph Series: Band V.) 713 S. Calcutta: The Asiatic Society. 1952.

Nach einem Zeitraum von fünf Jahren ist nun der ersten Auflage unerwartet rasch eine zweite, bedeutend erweiterte, gefolgt. Wie der Verfasser in seinem Vorwort zu dieser Neuauflage erwähnt, waren zwei Gründe hierfür maßgebend, einerseits der rasche Absatz der ersten Auflage, der bereits im März 1950 zu den Vorarbeiten für eine weitere Auflage führte, dann aber auch die besonders stürmische Entwicklung, die die Forschung hinsichtlich des gesamten Fragenkomplexes um die obere Atmosphäre gerade in den letzten Jahren genommen hat und den Wunsch wachrief, diese zum Teil ganz neuen Erkenntnisse auch in Buchform gesammelt und kritisch gesichtet vorzulegen. Es bedeutet bestimmt ein Wagnis, ein Buch über ein Forschungsgebiet zu schreiben, das eben im Brennpunkt des Interesses und nach allen Richtungen hin noch in voller Entwicklung steht, und man muß dem Verfasser dankbar sein, daß er sich trotzdem der großen Mühe unterzogen hat, all die zahllosen Veröffentlichungen der letzten Jahre zu sammeln und ihren wesentlichen Inhalt in 14 Kapiteln zusammenzufassen. Einen ungefähren Überblick über deren Inhalt gewinnt man bereits aus den Überschriften, von denen hier die wichtigeren genannt seien: Atmosphärische Schwingungen, Gezeiten in der Atmosphäre, Temperatur- und Dichte-Verteilung in der mittleren Atmosphäre (anomale Schallausbreitung, Meteorbeobachtungen), die Ozonosphäre, die Ionosphäre, Erdmagnetismus und Polarlicht, Nachthimmelslicht, die Temperatur in der Ionosphäre, Erforschung der oberen Atmosphäre mittels Raketen und einige andere mehr. Den weitaus größten Raum beansprucht das Kapitel über die Ionosphäre, das offensichtlich auch sehr viele eigene Arbeiten des Verfassers beinhaltet, der ja seit langem speziell auf diesem Forschungsgebiet tätig ist. Aus der Fülle des Gebotenen kann hier naturgemäß nur einiges Weniges Erwähnung finden, was eben dem Referenten als besonders bemerkenswert erschien. Der Besprechung experimenteller Befunde ist ein ausführlich gehaltener Abschnitt über das Verhalten elektromagnetischer Wellen in einer ionisierten Schicht vorangestellt, wobei einerseits zwischen Strahl- und Wellenausbreitung unterschieden wird, anderseits aber auch die Fälle der Ausbreitung unter Berücksichtigung des magnetischen Erdfeldes — erläutert an Hand zahlreicher Kurvendarstellungen — besprochen werden. Bei der Unübersichtlichkeit der sich aus der Theorie ergebenden Formeln scheinen mir gerade die genannten graphischen Darstellungen, die die Größe des Brechungskoeffizienten unter den verschiedenen Voraussetzungen festhalten, eine willkommene Erleichterung für das Verständnis zu sein. Daß hierbei nicht nur die älteren Theorien von Lamor, Eccles, Appleton und Hartree, sondern auch die neuen grundlegenden Arbeiten von Booker Berücksichtigung fanden, ist wohl selbstverständlich. Ausführlich behandelt ist auch die Frage der Absorption elektrischer Wellen sowie die Häufigkeit von Zusammenstößen der Elektronen mit Atomen und Molekülen, Fragen, die nach Ansicht des Verfassers von

besonderer Wichtigkeit hinsichtlich der Temperaturverhältnisse in der Ionosphäre sind. Die verschiedenen Methoden der Verwertung ionosphärischer Beobachtungen für den drahtlosen Nachrichtenverkehr werden an Hand der englischen und der amerikanischen Arbeiten erläutert, einer etwaigen späteren Auflage könnten die unterdessen erschienenen französischen und spanischen Veröffentlichungen zur Abrundung des Bildes beigefügt werden, um sich ein Bild von der besten Methode machen zu können. Auffallend kurz und nur durch eine wenig eindrucksvolle Darstellung belegt sind die Zusammenhänge zwischen ionosphärischen Daten und den Sonnenfleckenvariationen behandelt, ebenso wie bei der Besprechung der Chapmanschen Theorie der Schichtbildung alle Hinweise auf diese erweiternden Arbeiten in der deutschsprachigen und französischen Literatur fehlen. Dagegen sind aber die Betrachtungen über die in der Ionosphäre wirksamen Entionisierungsvorgänge wieder sehr weitgehend diskutiert und man muß dafür um so dankbarer sein, als sich gerade jetzt ganz neue Ausblicke (vgl. u. a. Piddington, J. Geoph. Res. **56**, 409 bis 430, 1951) am Horizont abzuzeichnen beginnen. Aber um von den Einzelheiten wieder zum Ganzen zurückzukehren: Besonders reizvoll scheint mir das durch das ganze Buch hindurch verfolgbare Bestreben des Verfassers zu sein, aufzuzeigen, welche Widersprüche zwischen den verschiedenen theoretischen und experimentellen Befunden noch behoben werden müssen und welche Lücken in der Forschung noch ihrer Schließung harren. Man darf nicht vergessen, wie sehr verhältnismäßig weit auseinanderliegende Spezialgebiete (Spektroskopie, Atomphysik, Magnetismus, Meteorbeobachtungen, Thermodynamik, Hochfrequenztechnik u. a.) gerade bei der Erforschung der oberen Atmosphäre ineinander verzahnt sind, so daß es gar nicht verwunderlich sein kann, wenn da oder dort die von ganz verschiedenen Grundanschauungen ausgehenden Forschungen zunächst nicht auf einen gemeinsamen Nenner gebracht werden können. Mitras Buch aber hält uns diese Schönheitsfehler wie in einem Spiegel schonungslos vor Augen, so daß wir sie erkennen und an den richtigen Stellen unsere weitere Forschungsarbeit ansetzen können.

O. Burkard, Graz.

Weickmann-Heft. (Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone: Nr. 38.) Mit zahlreichen Textabb., 440 S. Bad Kissingen: 1952. DM 50,—.

Diese umfangreiche neue Folge der Berichte des Deutschen Wetterdienstes der US-Zone ist dem als Forscher, als akademischer Lehrer und als erfolgreicher Organisator des Wetterdienstes allseits bekannten und geachteten derzeitigen Präsidenten zum 70. Geburtstag gewidmet und bringt 100 wissenschaftliche Beiträge von ehemaligen Schülern des Jubilars und von Angehörigen des Deutschen Wetterdienstes aus allen Teilgebieten der Meteorologie. Wir finden hier interessante Ausführungen über die Stellung der Meteorologie als Wissenschaft und über ihre Systematik. Aus dem engeren Arbeitsgebiet des Jubilars kommen Untersuchungen über Wellen, Symmetrieerscheinungen und Rhythmen in der Atmosphäre und im Wettergeschehen. Ferner gibt es Arbeiten über die Zyklonenentstehung und allgemeine Zirkulation, über numerische Integration in einer baroklinen Atmosphäre, über Druck- und Windänderungen in der freien Atmosphäre, über plötzliche starke Erwärmungen in der Stratosphäre und über besondere Witterungserscheinungen. Zahlreiche Arbeiten behandeln verschiedene Probleme aus der Klimatologie zum Teil allgemeiner Art wie synthetische Klimatologie und Festlegung von Klimabereichen, zum Großteil aber lokalklimatische und spezielle Erscheinun-

gen wie Föhn, Berg- und Talwinde, Abkühlung und Erwärmung, Niederschlagsverhältnisse und Niederschlagsmessung, Schneeverhältnisse und Schneeanteil, Bodentemperatur- und Bodenfeuchtigkeitsmessungen, Keimgehalts- und Kernzahlbestimmungen, Ozongehalt und Ozonmessungen und die Meßmethodik verschiedener klimatischer Elemente. Zahlreich sind auch die Beiträge zur angewandten Klimatologie wie Agrarmeteorologie, Bioklimatologie und Flugklimatologie. Auch mehrere luftelektrische und einige geophysikalische Arbeiten findet man darunter.

Der stattliche Band stellt nicht nur eine würdige Ehrung des um Wissenschaft und Praxis der Meteorologie in gleicher Weise verdienten Jubilars, sondern auch eine wertvolle Bereicherung der meteorologischen Literatur von allgemeinem Interesse dar. F. Steinhauser, Wien.

Krauss-Meldau: Wetter- und Meereskunde für Seefahrer. Dritte, neubearbeitete Auflage von J. Krauss und W. Stein. Mit 76 Abb. und 3 zum Teil farbigen Tafeln, VI, 171 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1952. Geb. DM 19,50.

Das Buch dient besonderen Zwecken: Es will eine Hilfe für den Unterricht in Wetter- und Meereskunde an den Seefahrtschulen sein, aber auch den Sportseglern und Seefischern Verständnis für die Vorgänge in der Luft und im Wasser vermitteln. Die vorliegende dritte Auflage stellt eine Umarbeitung und Erweiterung dar, die der Entwicklung der Meteorologie und der Meereskunde in den letzten 20 Jahren Rechnung trägt. Auch die Stoffeinteilung ist neu geordnet worden. Der I. Teil ist den Wetterbeobachtungen auf See und den entsprechenden Instrumenten gewidmet. Danach folgt eine anschauliche und leicht verständliche Darstellung der Grundgesetze des Wettergeschehens, der verschiedenen Windsysteme, der Wetterentwicklung in Zyklonen und Antizyklonen, der Fronten und ihrer Wettererscheinungen, der Stürme der gemäßigten Zonen, der Wind- und Wasserhosen, der tropischen Orkane, ihrer Vorzeichen und der Bestimmung ihrer Position und ihrer Bahnrichtung. Auch in dem Abschnitt über das Meer und die Meeresströmungen wurden einige Ergänzungen eingefügt, so z. B. über das Eis der Meere, über die Meereswellen und die Abhängigkeit der Wellenhöhen von Windgeschwindigkeit und Laufstrecken, über vertikale Zirkulation und Tiefenströme u. a. Größtenteils neue Beiträge stellen die Abschnitte über die Wetterberatung und über die Organisation des Deutschen Seewetterdienstes, über das Zeichnen von Wetterkarten an Bord, über die Erstellung von Wettervorhersagen an Bord mit und ohne Wetterkarten und über die meteorologische Navigation dar. Im Anhang sind auch farbige Wolkenbilder und eine Karte der Meeresströmungen beigegeben. Das Buch wird in der neuen Bearbeitung sicherlich noch mehr als früher seinem didaktischen Zweck, der Förderung des Beobachtungsdienstes auf See sowie der Verwertung der meteorologischen und ozeanographischen Erkenntnisse und des Wetterdienstes in der Seefahrt dienen können. F. Steinhauser, Wien.

Beitrag zu einer Gefügeanalyse des Schnees. Von H. P. Eugster. (Beiträge zur Geologie der Schweiz: Geotechnische Serie: Hydrologie: 5. Lieferung.) Mit 42 Abb., IV, 64 S. Bern: Kümmerly & Frey. 1952.

In der vorliegenden Untersuchung diskutiert H. P. Eugster die durch die Metamorphose bedingten Probleme des Gefüges der Schneedecke unter dem physikalisch-kristallographischen Gesichtspunkt. Die Bedeutung dieser Fragestellung ergibt sich schon daraus, daß die wichtigsten Eigenschaften

der Schneedecke wie Dichte und Wärmeleitvermögen, Kohäsion und Festigkeit sowie auch andere Materialeigenschaften in grundlegender Weise von der Struktur und dem Gefüge innerhalb der Schneedecke bedingt sind. So wird beim Schnee eine Gefügeanalyse zwangsläufig zu einer Analyse der Metamorphose, die hier nicht zur Bildung neuer Mineralien, sondern lediglich zur Umkristallisation des Materials „Eis" führen kann. Diese Umkristallisation kann entweder in einem Übergang über die Dampfphase (Sublimationsmetamorphose) oder über die Bildung von Schmelzwasser (Schmelzwassermetamorphose) vor sich gehen.

Die vorliegende Analyse von EUGSTER beruht auf einer Untersuchung einer großen Zahl von Schneeproben aus dem Versuchsfeld des Eidgenössischen Instituts für Schnee- und Lawinenforschung auf Weißfluhjoch ob Davos; die Proben wurden im Winter 1948/49 zu verschiedenen Zeiten und in verschiedenen Tiefen der Schneedecke entnommen. Bei der sorgfältigen Klassifikation der Kornformen wurde auch die Frage der Kristallklasse gestreift. Auf Grund der beobachteten Formen gelang es indessen nicht, dieses immer noch schwebende Problem zu lösen. Neben der sechszähligen Holoedrie läßt sich auch die trigonale Holoedrie vertreten, während für die oft angenommene hemimorphe Struktur keine Anhaltspunkte gefunden wurden. Daneben spielen für die Einteilung der Schneeformen nach ihrem Habitus noch zwei weitere Kriterien eine entscheidende Rolle, einerseits die Unterscheidung zwischen Hohlformen und Vollformen, anderseits die Trennung in vollständige und Teilformen.

Die Verfolgung der Kornformänderungen während des Winters konnte natürlich nicht auf der kontinuierlichen Beobachtung der Struktur einzelner Schneekristallindividuen basieren, sondern mußte sich auf die statistische Auswertung in regelmäßigen, vierzehntägigen Abständen unter genau gleich gehaltenen Bedingungen dem Versuchsfeld entnommener Schneeproben stützen. Dabei zeigte sich, daß im Verlaufe der Umkristallisation die einzelnen Kornformen sich regelmäßig ablösen, wobei eine normale Sukzession befolgt wird; es ist klar, daß diese weitgehend durch die Einflüsse der Temperaturschichtung innerhalb der Schneedecke bedingt ist, da die Intensität der Konvektion und daher die Geschwindigkeit des Materialaustausches zwischen wärmeren und kälteren Schichten vom Temperaturgradienten abhängt.

Neben diesen Untersuchungen des Einkristalls, also des Elementes der Schneestruktur, erfordert aber eine umfassende Gefügeanalyse des Schnees auch eine Prüfung der Korngrößenverteilung und der Verwachsungsverhältnisse, des Gefügebaus und der Eigenschaften des Porenhohlraums. Genau so, wie es während des Ablaufes der Metamorphose eine gesetzmäßige Sukzession der Kornformen gibt, kann auch eine gesetzmäßige Veränderung der Verbandsverhältnisse beobachtet werden. Dabei wandelt sich in einer ursprünglich homogenen Schicht die Untergrenze, die dem Boden näher liegt, meist stärker um als die Obergrenze.

Schließlich bringt die Untersuchung von EUGSTER noch eine eingehende, auf Dünnschliffen beruhende Gefügeanalyse des Schnees, die sich an die Darstellungs- und Denkweise der Kristallographen und speziell von SANDER, Innsbruck, anlehnt. Es zeigt sich dabei, daß eine solche Gefügeanalyse zusammen mit einer Achsenverteilungsanalyse gestattet, die geometrische Beschaffenheit eines Schneegefüges direkt und mit beliebiger Genauigkeit wiederzugeben. So bildet die gründliche Untersuchung von EUGSTER eine wertvolle Bereicherung unserer Kenntnisse über die Elemente Schnee und Schneedecke.

W. MÖRIKOFER, Davos.

Union Géodésique et Géophysique Internationale. Assemblée Générale à Oslo, 1948. Associations Internationales de Séismologie, de Météorologie et d'Océanographie Physique. Séance commune, 25 Août. Comptes-Rendus No 9 bis, 35 S. 1949. — Association d'Océanographie Physique, Procès-Verbaux No 4. 150 S., Bergen 1949. — Procès-Verbaux des Séances de l'Association de Météorologie, II Mémoires et Discussions. 188 S., III Rapports nationaux. 159 S. Uccle 1950. — Association of Terrestrial Magnetism and Electricity. Transactions of Oslo Meeting. IATME Bulletin No 13. 568 S. Washington 1950. — Association de Séismologie. Comptes-Rendus No 9. 191 S. Strasbourg 1949. Travaux Scientifiques. Fascicule 17. 254 S. Toulouse 1950.

Die nun vorliegenden Tagungsberichte der einzelnen Assoziationen der UGGI geben in den Sitzungsprotokollen und in den Tätigkeitsberichten der verschiedenen nationalen Kommissionen und speziellen Komittees ein anschauliches Bild von der geleisteten wissenschaftlichen Arbeit, für deren weitere Entwicklung auch die auf der Tagung beschlossenen Resolutionen von richtunggebendem Einfluß sein werden. Der wesentliche Inhalt der gehaltenen Vorträge wird in Kurzberichten vermittelt, während die Vorträge der Präsidenten einen ausführlicheren Überblick über ihr Spezialgebiet gewähren. Die wiedergegebenen Diskussionsbemerkungen geben zugleich Stellungnahmen und Ergänzungen zu den vorgetragenen Problemen.

In der Ozeanographischen Assoziation sprach H. U. Sverdrup über „Wind und Meer"; die übrigen Vorträge betrafen u. a. Gezeiten- und Wellenprobleme, Turbulenz, Mischung und Reibung, Schallausbreitung im Meer, das mittlere Meeresniveau, Salzgehalt und Temperaturverhältnisse, instrumentelle Fragen, Ergebnisse von Expeditionen und die ozeanographische Arbeit der atlantischen Wetterschiffe.

In der Meteorologischen Assoziation sprach S. Chapman über Fortschritte der Meteorologie seit 1939. Weitere Vorträge behandelten Probleme der Strahlungsforschung und Strahlungsmessung, der allgemeinen Zirkulation, der Zyklonenbildung, der Dynamik und Thermodynamik der Atmosphäre, der Gewitterforschung, der Wettervorhersage, der Ozonforschung und der Stratosphäre, Klimaschwankungen, den Wärmetransport, Niederschlags- und Feuchtigkeitsmessung u. a. Einen aufschlußreichen Überblick über die meteorologische Arbeit und Forschung seit 1939 gewinnt man auch aus den ausführlich wiedergegebenen Berichten der verschiedenen Staaten.

In der Assoziation für Erdmagnetismus und Luftelektrizität wurde ein umfassender Bericht von J. A. Fleming über Bedürfnisse und Fortschritte des Erdmagnetismus vorgelegt und außerdem wurden 24 nationale Berichte, 18 Berichte von Komittees und 13 Mitteilungen zum Problemkreis der solaren Einflüsse auf den Erdmagnetismus, 17 Mitteilungen über Fragen der Ionosphärenforschung, 42 Mitteilungen über Erdmagnetismus, darunter über Landesaufnahmen, instrumentelle Probleme und Vermessungen aus der Luft, säkulare Schwankungen und magnetische Variationen und Anomalien, über den Ursprung des erdmagnetischen Feldes u. a., 8 Mitteilungen über Nordlichtforschungen, 16 Mitteilungen zur Physik der hohen Atmosphäre und der Ionosphäre und 14 Mitteilungen über Luftelektrizität und kosmische Strahlung vorgetragen, wovon 61 Mitteilungen in mehr oder minder ausführlichen Auszügen in der vorliegenden Veröffentlichung wiedergegeben sind.

Von der Seismologischen Assoziation werden in den Comptes-Rendus Nr. 9 die Eröffnungsansprache des Präsidenten, die Berichte über die einzelnen Sitzungen und die nationalen Berichte veröffentlicht, während die der Tagung

vorgelegten wissenschaftlichen Mitteilungen in einer gesonderten Publikation in 26 Abhandlungen auszugsweise wiedergegeben werden. Diese betreffen u. a. seismische Auswertungen großer Explosionen, die Wellenausbreitung und die Analyse von Seismogrammen, Eisdickenmessungen, den Zusammenhang mit erdmagnetischen Anomalien, Jahres- und Tagesgänge der Beben und Beben an einzelnen Orten oder in bestimmten Gebieten.

In einer gemeinsamen Sitzung der drei Assoziationen wurde eine geophysikalische Theorie der Eiszeiten, die diese als Folge einer durch die vom radioaktiven Zerfall herrührende und in der Erdkruste angesammelte Wärme gesteigerten Verdunstung der Ozeane und dadurch bewirkte Vermehrung der Niederschläge in Verbindung mit der dem Überwärmungsausbruch folgenden Gebirgsbildung erklären will, und zahlreiche Arbeiten über Mikroseismen und ihre Ursachen vorgelegt. F. Steinhauser, Wien.

Introduction to Geophysical Prospecting. Von M. B. Dobrin. Mit 265 Textabb., XI, 435 S. New York-Toronto-London: McGraw Hill Book Company, Inc. 1952. Geb. 56s.

Diese Einführung in die geophysikalische Boden- und Lagerstättenforschung verdanken wir einem Autor, der zufolge seiner Berufsstellung mit der neuesten Entwicklung der verschiedenen geophysikalischen Aufschlußverfahren voll vertraut ist und überdies über eine einzigartige Begabung zur leicht verständlichen und organisch aufgebauten umfassenden Darstellung des in geradezu stürmischer Entwicklung begriffenen Forschungsgebietes verfügt. Dadurch ist im besten Sinne des Wortes eine Einführung in die Arbeitsweise und in Sinn und Leistungsfähigkeit der geophysikalischen Aufschlußmethoden entstanden, die einen außerordentlich klaren Überblick über den modernen Stand der gravimetrischen, erdmagnetischen, seismischen, elektrischen und radioaktiven Verfahren und über das heute verwendete Instrumentarium gibt, dabei aber auch Instrumente, die früher vielfache Verwendung gefunden haben, kurz erwähnt und auch ihre Schwächen und Mängel aufzeigt. Eine jedem Abschnitt vorangestellte kurze aber inhaltsreiche Übersicht über die physikalischen Grundlagen der betreffenden Gruppe von Aufschlußverfahren und über die Ergebnisse der allgemeinen Geophysik in den jeweils einschlägigen Teilgebieten vermittelt ein Verständnis für die Arbeitsweise und für die Möglichkeiten der geophysikalischen Abschlußverfahren. Zu jeder Gruppe von Arbeitsmethoden werden auch die notwendigen Korrektionen und Reduktionsverfahren, die Eichmethoden, die Anordnung und Durchführung der praktischen Arbeit im Gelände, die Auswertung und Interpretation der gewonnenen Meßergebnisse und die Methoden zur Trennung der praktisch interessierenden lokalen Störungen von überlagerten großräumigen Störungen behandelt.

Aus dem Gebiete der *gravimetrischen* Verfahren werden nach einer kurzen Übersicht über Pendelmessungen und Drehwaagemessungen die heute vorwiegend verwendeten verschiedenen Gravimetertypen und ihre Wirkungsweise erläutert, aus dem Gebiete der *erdmagnetischen* Verfahren die Nadelgeräte, der Erdinduktor, das magnetische Gradiometer, die Schmidtsche Feldwaage und die Verfahren und Instrumente zur magnetischen Vermessung vom Flugzeug aus, aus dem Gebiete der *seismischen* Methoden die verschiedenen Typen der gebräuchlichen Registrieranordnungen und ihre Auswertung im Refraktions- und im Reflexionsverfahren und die neue Methode der Verwendung von Sprengungen, die nicht im Boden sondern über dem Boden ausgelöst werden. Für die gravimetrische, erdmagnetische

und seismische Methode wird auch ihre Verwendung auf dem Wasser im küstennahen Meeresgebiet ausführlich behandelt. Von den sehr verschiedenartigen *elektrischen* Aufschlußmethoden, die vor allem wegen ihrer geringeren Tiefenreichweite nur eine beschränktere praktische Anwendung finden, werden die Grundgedanken, Arbeitsweise und Leistungsmöglichkeit der Eigenpotentialmethode, der Äquipotentiallinienmethode, der Widerstandsmethoden, der Erdstrommessung, der induktiven Methoden und der Reflexionsmethoden kurz aber sehr anschaulich dargestellt. Die in neuerer Zeit gesteigerte Suche nach radioaktiven Mineralien hat auch der Verwertung der Radioaktivität für Aufschlußmethoden neue Bedeutung gegeben, die neben der Verwendung des GEIGER-Zählers auch zur neuen Entwicklung hochempfindlicher und für Feldmessungsarbeiten eingerichteter Szintillationszählern geführt hat. Zahlreiche Beispiele zeigen an der Geschichte der geophysikalischen Erforschung von Öl- und Erzlagerstätten eindrucksvoll die Bedeutung und die Notwendigkeit des Zusammenwirkens verschiedener Aufschlußmethoden, ihre Erfolge und Mißerfolge.

Ferner werden auch noch die Methoden der Bodensondierung in Bohrlöchern durch Messung des spezifischen Widerstandes und des elektrischen Potentials, der natürlichen und der durch Neutronenbeschuß künstlich erzeugten Gammastrahlung, der Bodentemperatur als Funktion der Tiefe und ihre Auswertung zur Feststellung der Bodenschichtung und ihrer räumlichen Erstreckung sowie zum Aufschluß von Öl- und Minerallagerstätten behandelt.

Die Erweiterung der geophysikalischen Bodenuntersuchungen auf Messungen über See und aus der Luft erfordert auch neue Methoden zur genauen Positionsbestimmung, die in einer Weiterentwicklung der während des Krieges ausgebildeten elektrischen Navigationsverfahren gewonnen wurden. Sie beruhen auf der Reflexions- und Laufzeitbestimmung elektrischer Wellen (Radar, Loran, Shoran) oder auf der Messung der Phasendifferenz der von Stationspaaren mit bekannter Position ausgesendeten Radiowellen (Decca, Lorac, Raydist) und können Genauigkeiten bis unter 100 Fuß erreichen. Das Buch schließt mit einem Ausblick auf die Ziele der Erforschung neuer Aufschlußverfahren (Entwicklung neuer Methoden zur direkten Öllagerbestimmung auf geochemischem oder elektrischem Wege an Stelle ihrer indirekten Erschließung und zur Feststellung alter Riffe als Quellen von Ölansammlungen und anderer stratigraphischer Gebilde), auf die technische Weiterentwicklung der gebräuchlichen Aufschlußverfahren, auf die Befruchtung der geologischen Forschung durch die geophysikalische Boden- und Lagerstättenforschung und auf die Art der Zusammenarbeit zwischen Geologie und Geophysik bei der Bodenuntersuchung.

F. STEINHAUSER, Wien.

Lehrbuch der angewandten Geophysik. Von H. HAALCK. Teil I. Zweite, erweiterte und verbesserte Auflage. Mit 148 Abb., VIII, 259 S. Berlin: Gebrüder Borntraeger. 1953. DM 36,—.

Der Vergleich dieser neuen Auflage, die eine vollständige Neubearbeitung darstellt, mit der vor 18 Jahren erschienenen ersten Ausgabe, zeigt eindrucksvoll die großen und raschen Fortschritte, die eine wesentliche Verfeinerung der Meßmethoden, eine Erweiterung ihrer Anwendungsgebiete und auch eine Vertiefung der Erkenntnisse über die Leistungsfähigkeit der verschiedenen Methoden in der Praxis gebracht haben und neben der Entwicklung neuer Methoden auch die Unzulänglichkeit mancher Methoden der Frühzeit der

angewandten Geophysik erkennen lassen. Der Verfasser betont, daß er in seiner Darstellung bestrebt war, vor allem die physikalischen Grundlagen, die Arbeitsweise der gebräuchlichen Meßgeräte und ihre Fehlerquellen, die an die Meßwerte anzubringenden Reduktionen, die theoretisch-physikalischen Zusammenhänge zwischen Ursache und Wirkung, die grundsätzliche Mehrdeutigkeit für die endgültigen praktischen Schlußfolgerungen und alles für die Praxis Wesentliche möglichst klar und eingehend, aber auch möglichst leicht verständlich darzustellen, was ihm auch gut gelungen ist.

Als Einleitung wird der neuen Auflage neben einer kurzen Übersicht über die Aufgaben und Grundprinzipe der geophysikalischen Aufschlußmethoden und über ihre geschichtliche Entwicklung ein Abschnitt vorangestellt, der die für die angewandte Geophysik wichtigsten Grundlehren der Geologie umreißt. Der nun vorliegende I. Teil des Lehrbuches ist den *gravimetrischen* und den *magnetischen* Aufschlußmethoden gewidmet. Dabei wird jede Gruppe von Aufschlußmethoden jeweils durch einen Überblick über die wichtigsten Grundbegriffe und theoretischen Zusammenhänge und über die Ergebnisse der allgemeinen Geophysik aus dem betreffenden Gebiet eingeleitet. Von den gravimetrischen Verfahren werden die Pendelmessungen und die wesentlichen Konstruktionsgrundlagen von 16 Gravimetertypen, darunter auch von solchen für Schweremessungen auf See, behandelt. Mit großer Ausführlichkeit werden Theorie und Bau der Drehwaage, die Durchführung und Anlage der Messungen und ihre Auswertung, die Bestimmung der anzubringenden Korrekturen, die kartenmäßige Eintragung der Meßergebnisse und die theoretischen Grundlagen für die Auswertung der Drehwaagemeßbilder dargestellt und die Ergebnisse an zahlreichen Beispielen erläutert. Aus der gegenüber der 1. Auflage wesentlich erweiterten Darstellung der physikalischen Grundlagen der magnetischen Aufschlußmethoden und der Ergebnisse der allgemeinen geophysikalischen Erforschung des magnetischen Erdfeldes und seiner Änderungen sei auf eine neue Theorie des Verfassers zur Erklärung der Ursachen des inneren Erdfeldes hingewiesen, wonach der Hauptteil des Magnetismus des festen Erdkörpers, das den rotationssymmetrischen Teil des Gesamtfeldes darstellende Kernfeld, darauf zurückzuführen sein soll, daß im Inneren des als ionisiert angenommenen Erdkernes die freien Elektronen infolge der thermisch-Brownschen Bewegung ihren Abstand von der Rotationsachse während einer Erdumdrehung im Mittel stärker ändern als die nur thermisch räumliche Schwingungen um ihre Mittellage ausführenden positiven Atome, während das erdmagnetische Rest- oder Rindenfeld als kombinierte Wirkung des Gesteinsmagnetismus und stationärer elektrischer Erdströme aufgefaßt werden soll, woraus der Verfasser auch Beziehungen zu den säkularen erdmagnetischen Änderungen ableitet. Eine Erweiterung gegenüber der ersten Auflage bringt die Behandlung des Temperatureinflusses bei ferromagnetischen Erscheinungen, der Meßmethoden zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften von Gesteinsproben, des Eigenmagnetismus der Gesteine, der Entstehung des Gesteinsmagnetismus und der Magnetisierung der äußeren Gesteinsrinde der Erde, der möglichen Ursachen anomaler Magnetisierungen geologischer Körper und der Frage der experimentellen Ermittlung der Richtung des Erdfeldes in früheren Zeiten. Die Liste der behandelten magnetischen Meßgeräte hat durch ein neues Universalvariometer und einen transportablen erdmagnetischen Variographen der Askania-Werke eine Erweiterung erfahren. Abschließend werden zahlreiche neue Beispiele erdmagnetischer Aufschlußmessungen in Europa gebracht. Es muß überhaupt hervorgehoben werden, daß in diesem Buch vor allem

auch die europäischen und insbesondere die deutschen Arbeitsmethoden und Veröffentlichungen mitverarbeitet wurden, wodurch das Lehrbuch von Haalck auch als wertvolle Ergänzung zu den in neuerer Zeit erschienenen amerikanischen Büchern aus dem Gebiete der angewandten Geophysik an Wert gewinnt. Es ist zu hoffen, daß auch der zweite Teil, der die übrigen Aufschlußverfahren behandeln wird, bald erscheinen kann.

F. Steinhauser, Wien.

La constitution physique de la terre. Von J. Coulomb. (Sciences d'aujourd'hui.) Mit 74 Abb., 284 S. Paris: A. Michel. 1952. ffr 750,—.

Das vorliegende 280 Seiten umfassende, also ziemlich umfangreiche Buch ist keine populäre Darstellung im üblichen Sinn, wenn auch manche Abschnitte sich auf sehr Einfaches beschränken. Aber dort, wo es nicht zu umgehen ist, vermeidet der Verfasser auch gedankliche Schwierigkeiten nicht, sondern versucht nur, dem Leser die Nachfolge auf den etwas schwierigeren Wegen durchaus zu erleichtern. Das vorliegende Werk läßt sich eigentlich nur schwer in eine der üblichen Gattungen wissenschaftlicher Literatur eingliedern.

Das Innere der Erde ist der direkten Erfahrung unzugänglich, es müssen die Methoden des Indizienprozesses angewendet werden, um zu Aussagen und Urteilen über Aufbau und Beschaffenheit des Erdinnern zu kommen. Die leitende Idee des vorliegenden Werkes besteht nun darin, alle Indizien und die damit im Einklang stehenden Annahmen über die Konstitution des Erdinnern, in möglichst einfacher, kurzer Weise, nicht behindert durch unnötige Abschweifungen und Begründungen, darzulegen. Die Grundhaltung des Buches ist die eines übersichtlichen Referates über die einzelnen Teile des Problems, das sich an physikalisch Vorgebildete wendet.

Die einzelnen Abschnitte beschäftigen sich der Reihe nach mit der Seismik, der Schwerkraft und ihrer Rolle für die Figur und damit auch für den Aufbau der Erde, mit den Gezeitenkräften und dem Verhalten der Erde unter ihrer Einwirkung und schließlich mit der Temperatur und Wärmebilanz. Aus allen diesen Indizien wird dann ein möglichst widerspruchsloses Modell des Erdkörpers aufzubauen versucht.

Wenn es auch heute noch sicher zu früh ist, endgültige Aussagen über den Aufbau und den inneren Zustand der Erde zu geben, so gestatten unsere Kenntnisse vielleicht doch, wenigstens Grenzwerte zu bestimmen, zwischen denen die Zustandsgrößen liegen müssen. Jedenfalls ist das vorliegende Werk ein guter Beitrag zu diesem Ziel. Es enthält auch für den Fachmann an vielen Stellen eine Menge fesselnder Details und vermittelt einen recht lebhaften Eindruck von Auffassung und Problemstellung der französischen Wissenschaft auf diesem Gebiet.

M. Toperczer, Wien.

A Kárpátmedencék földrengései (455—1918). Von A. Réthly. Mit 48 Textabb., 2 Karten, 512 S. Budapest: Akademieverlag. 1952.

Mit der vorliegenden Publikation ist von bewährter Hand eine oft als recht unangenehm empfundene Lücke in der Chronologie der europäischen Beben ausgefüllt und wertvolles Material für die Darstellung der Seismizität im Bereiche des Karpatenbogens zusammengestellt worden. Der vorliegende Bebenkatalog ist nicht nur für den Geophysiker, sondern auch für den Historiker wertvoll. Mit größter Gründlichkeit und Ausführlichkeit hat der Verfasser aus den mannigfachsten Quellen und unter Verarbeitungen aller

früheren Zusammenstellungen auf diesem Gebiet alle Nachrichten über die Bebentätigkeit auf dem Gebiete des alten ungarischen Königreiches zusammengetragen. Die Reihe der überlieferten Beben beginnt mit dem Jahre 455 und endet mit dem Jahre 1918, da zu diesem Zeitpunkt mit dem Zerfall der österreichisch-ungarischen Monarchie auch die Staatsgrenzen Ungarns erheblich eingeengt wurden. Das vorliegende Material ist daher durch den ganzen Zeitraum auf ein geographisch einheitliches Gebiet bezogen.

Der erste Teil des Bebenkatalogs enthält einen Bericht über jedes der angeführten seismischen Ereignisse mit Quellenangabe, dessen Umfang sich nach der Wichtigkeit des zugehörigen Bebens richtet. Naturgemäß beansprucht dieser Abschnitt den größten Teil des zur Verfügung stehenden Raumes. Es ist aber sehr begrüßenswert, daß hier einmal die Mittel zur Verfügung gestellt wurden, ein derartiges Material in der entsprechenden Ausführlichkeit zu veröffentlichen. Eine solche Ausführlichkeit ist notwendig, um stets ohne mühsame und oft auch unmögliche Nachschlagarbeit sehen zu können, ob eine Nachricht oder Quelle für die bereits vorliegende Materialzusammenstellung benützt wurde.

Der zweite Teil ist die wissenschaftlich-kritische Zusammenfassung des im ersten Teil auf 422 Seiten gesammelten Materials, wenn ihn der Autor auch bescheiden „Anhang" nennt. Er ist der eigentliche Bebenkatalog, in ihm sind nun chronologisch geordnet die Beben nochmals unter Angabe des Epizentrums und seiner geographischen Koordinaten zusammengefaßt. Den sicher verbürgten Beben ist eine fortlaufende Nummer gegeben worden, die nicht ganz sicher verbürgten Beben haben ihren Platz an entsprechender Stelle dazwischen. Aus dem Ausland eingestrahlte Beben sind besonders gekennzeichnet, ebenso auch Beben mit Schadenswirkung.

Eine Anzahl von eingeschalteten Kartenskizzen erläutert bei wichtigeren Beben den Text, zwei größere Karten im Anhang geben eine Übersicht über alle Bebenereignisse nach Intensität und nach der Häufigkeit der Beben in einer übersichtlichen Symbolik. Die aseismischen Gebiete sind auf diesen Karten besonders hervorgehoben.

Wir können den Verfasser zum Abschluß einer so mühevollen und verdienstlichen Arbeit nur beglückwünschen und daran den Wunsch anschließen, er möge uns auch eine Fortsetzung des Katalogs für das Gebiet des heutigen Rumpfungarn von 1918 bis zur Gegenwart geben. M. Toperczer, Wien.

Zur Dynamik stationärer atmosphärischer Druckgebilde. Von G. Hollmann. (Abhandlungen des Meteorologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik: Nr. 12.) Mit 5 Textabb., 32 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1952. $ 1.30.

Seitdem C. G. Rossby (1939) zeigte, daß in dem einfachen Modell einer barotropen Atmosphäre bei Berücksichtigung der Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters stehende lange Wellen auftreten können, hat sich das Interesse der Theoretiker in erhöhtem Maße der Stationäritätsbedingung für Druckgebilde zugewendet. Wenn auch ausgehend von der divergenzfreien barotropen Vorticity-Gleichung wichtige diesbezügliche Erkenntnisse und Ergebnisse vor allem neben Rossby selbst, von Ertel (1943) und Charney & Eliassen (1949) gewonnen wurden, kann über die Grenzen, die der barotropen Betrachtungsweise gezogen sind, kein Zweifel bestehen. Der Verfasser unternimmt die Aufgabe, Lösungen für den baroklinen Fall (unter Einschluß nichtadiabatischer Prozesse, Wärmequellen) zu finden, wobei

er im wesentlichen von der (geostrophisch approximierten) *integrierten* Vorticity-Gleichung ausgeht. Der zum Vergleich immer wieder herangezogene barotrope Fall ergibt sich in dieser Darstellungsweise durch eine Höhenunabhängigkeit des Integranden, so daß für Barotropie der Integrand identisch, für Baroklinie nur über die gesamte Atmosphäre integriert verschwinden muß, falls divergenzfreie Bewegungen gesucht werden. Verfasser findet geeignete partikuläre Integrale dieser Integrodifferentialgleichung durch Ansätze mit einfachen trigonometrischen Funktionen. Dadurch gelingt es — wenn auch infolge der (notwendigen) Wahl einfacher Funktionen schematisiert —, relativ allgemeine, mit den tatsächlich vorkommenden vergleichbare, Feldverteilungen zu erfassen. Mit Hilfe der statischen Grundgleichung und der Gasgleichung lassen sich für die gefundenen Lösungen der Druck-(Geopotential-) Verteilungen entsprechende Temperaturverteilungen angeben, wodurch es gelingt, die Bedeutung meridionaler und zonaler Temperaturgradienten für die Stationärität zu studieren. Es zeigt sich zunächst, daß in einer reibungsfreien Atmosphäre ein stationäres, zelluläres Bodendruckfeld bei Bestehen eines meridionalen Temperaturgradienten möglich ist. Es ergibt sich ferner, daß sowohl warme als auch kalte Antizyklonen stationär sein können. Durch Berücksichtigung des (erfahrungsgemäß vorhandenen) gegenläufigen Temperaturgefälles in Tropo- und Stratosphäre kann die von Palmen auf empirischem Wege gefundene Gegenläufigkeit der Vertikalzirkulation in der Tropo- und Stratosphäre dynamisch erklärt werden. Schließlich wird noch die Reibung (allerdings mit Hilfe des vereinfachten Gulberg-Mohnschen Ansatzes) und die (erfahrungsgemäß vorhandene) thermische Asymmetrie der Druckgebilde durch geeignete Lösungsversuche berücksichtigt. An Hand dieser theoretischen Modelle wird der Mechanismus des Massenhaushaltes stationärer Druckgebilde näher studiert. Vor allem handelt es sich um die Frage, wie die in der Reibungsschicht allseitig aus einem Hoch (in ein Tief) ausströmende (einströmende) Masse in der Höhe ergänzt (weggeschafft) wird. Dieses Problem kann mit Hilfe der Achsenneigung befriedigend erklärt werden. Es liegt hier ein grundsätzlich verschiedenes Problem vor als dasjenige von F. M. Exner, wo aus einem vorgegebenen asymmetrischen Temperaturfeld bis 20 km Höhe die Achsenneigung zellulärer Bodendruckgebilde berechnet wurde. Hier zeigt sich, daß eine bestimmte Achsenneigung für die Aufrechterhaltung des durch die Bodenreibung verursachten Massendefizites erforderlich ist, falls das Druckgebilde stationär sein soll. Wird die thermische Asymmetrie durch Advektion an der Vorder- bzw. Rückseite der Druckgebilde hervorgerufen, so kann ein solches Gebilde in einer reibungslosen Atmosphäre *nicht* stationär sein.

Wenn auch verständlicherweise durch die hier behandelten einfachen Felder noch nicht alle Fragen der Stationärität von Druckgebilden in einer baroklinen Atmosphäre als gelöst zu betrachten sind, konnte der Verfasser mit seiner (noch ausbaufähigen) Betrachtungsweise einen äußerst wertvollen Beitrag zum Verständnis der komplizierten Vorgänge in der baroklinen Atmosphäre liefern. Die theoretischen Ergebnisse enthalten auch bedeutungsvolle Hinweise, in welcher Weise zukünftige synoptische Untersuchungen zu diesem Problem angestellt werden sollten. H. Reuter, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien V, Schloßgasse 14.
Druck: Manzsche Buchdruckerei, Wien IX, Lustkandlgasse 52.

*Fortsetzung von der II. Umschlagseite*

Die Manuskripte sind gewöhnlich in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen. Unterschriften zu den Zeichnungen werden im Druck wiedergegeben, ihre Vorlagen sollen dem Manuskript direkt beigegeben werden.

Es können grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; die Autoren sind verpflichtet, auch nachträglich bis mindestens zum 31. Dezember des auf das Erscheinen folgenden Kalenderjahres ihre Arbeit nicht anderweitig in gleicher oder ähnlicher Form zu veröffentlichen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt.

Die Mitarbeiter erhalten 75 Sonderdrucke ihrer Arbeit (ohne Umschlag) kostenlos; sie können eine beschränkte Anzahl weiterer Sonderdrucke gegen Entschädigung beziehen, müssen diese jedoch bei der Rücksendung der ersten Korrektur bestellen.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber zu richten.

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien V, Schloßgasse 14, Österreich

**Springer-Verlag**
Wien I, Mölkerbastei 5
Österreich

S P R I N G E R - V E R L A G I N W I E N I

# Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

## Serie B:

## Allgemeine und biologische Klimatologie

Herausgegeben von

Dozent Dr. **W. Mörikofer** (Davos) und Prof. Dr. **F. Steinhauser** (Wien)

*Zuletzt erschien:*

**4. Band, Heft 3**

(Abgeschlossen im Januar 1953)

Mit 29 Textabbildungen. 136 Seiten. 1953
S 116.—, DM 23.50, $ 5.60, sfr. 24.—

*Inhaltsverzeichnis:* **Sauberer, F.** Der Strahlungshaushalt eines alpinen Sees. — **Karapiperis, Photios P.** The Structure of the Weather at Blue Hill, as Indicated by the Hours at which the Diurnal Extremes of Temperature Occur. — **Hofstetter, G.** Die interdiurne Veränderlichkeit von Seeoberflächen- und Seeabflußtemperaturen. — **Aulitzky, H.** Forstmeteorologische Untersuchungen an der Wald- und Baumgrenze in den Zentralalpen. — **Ekhart, E.** Zur Anomalienmethode. — **Brunnhölzl, K., F. Schedel** und **H. Ungeheuer.** Schmerzempfindung und Wetter. — **Reiter, R.** Neuere Untersuchungen zum Problem der Wetterabhängigkeit des Menschen.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

SPRINGER-VERLAG IN WIEN I

*Soeben erschien:*

# Grundlagen der Elektronenoptik

Von

Dr. **Walter Glaser**
o. Professor an der Technischen Hochschule Wien

Mit 445 Textabbildungen. X, 699 Seiten. Lex.-8°. 1952
Ganzleinen S 600.—, DM 120.—, $ 28.60, sfr. 124.—

Das Buch vermittelt in lehrbuchmäßiger Darstellung die theoretischen Grundlagen der Elektronenoptik. Obwohl keine besonderen Kenntnisse des Lesers vorausgesetzt werden, reicht das Buch bis zu den letzten Ergebnissen auf diesem Gebiet. Es kann daher in gleicher Weise dem Studenten als Einführung und dem Spezialisten als Nachschlagewerk dienen. Auch der selbständig Forschende wird viele Anregungen finden. Im ersten Teil werden die Grundlagen für die Dimensionierung von elektrischen und magnetischen Elektronenlinsen gebracht, wobei auch auf numerische und experimentelle Methoden der Feld- und Bahnbestimmung eingegangen wird. Im zweiten Teil des Buches findet sich eine ausführliche Darstellung der geometrischen Aberrationen und Ablenkungssysteme. Diese können auch dem angehenden Lichtoptiker als Einführung in die *Gauß*sche Dioptrik dienen. Abschließend wird insbesondere die Frage des Auflösungsvermögens vom Standpunkt der Wellenmechanik behandelt. Der Techniker wird in diesem Teil eine willkommene, von praktischen Fragen ausgehende Einführung in die Wellenmechanik finden.

# Grundlagen der Aeromechanik und Flugmechanik

Von

Dr. Ing. **Arthur Pröll**
Professor i. R. an der Technischen Hochschule Hannover

Mit 278 Textabbildungen. XVI, 612 Seiten. 1951
Ganzleinen S 240.—, DM 48.—, $ 11.50, sfr. 49.50

„... The author of this book is well known as a professor of aeronautics who has been active in teaching and writing since the first World War. The author's aim is to provide a book that welds the fundamental mathematical-physical concepts of fluid mechanics to those more or less technical aspects of flight and flight dynamics ... On reading the book, one is immediately impressed with the fact that it follows the classical approach in every respect. Only the absolutely basic concepts are offered ... There are many graphical approaches to performance which are unique in their simplicity and their directness. A study of these graphical approaches would, the reviewer believes, be useful to many preliminary designers... For those American engineers who read German, this book would be a useful addition to their libraries because of its conciseness and clarity. University lecturers will find in this book much valuable supplemental work to such standard English works as *Perkins* and *Hage* on performance and stability and *Duncan* on stability ..." *Aeronautical Engineering Review*, New York

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Printed in Austria